

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Физический факультет
Кафедра Радиофизики



**Структура и статистика крупномасштабных
неоднородностей электронной плотности в
высокоширотной ионосфере**

Бакалаврская работа студента
Гетманова Игоря Константиновича

Научный руководитель:
PhD University of Leicester UK, с.н.с. _____ Заалов Н.Ю.
Рецензент:
к.ф.-м.н., с.н.с. _____ Миронова И.А.

Санкт-Петербург
2018

Содержание

1	Введение	2
2	Распространение радиоволн КВ диапазона в ионосфере	4
2.1	Приближение геометрической оптики в решении задачи распространения радиоволн	5
2.2	Влияние градиента показателя преломления на траекторию луча	6
2.3	Связь между концентрацией электронов в ионосфере и показателем преломления	7
3	Высокоширотная ионосфера и ее особенности	9
3.1	Общая характеристика высотного распределения регулярной ионосферы	9
3.2	Широтное районирование ионосферы	11
3.3	Неоднородности F -слоя в высоких широтах	12
4	Методы мониторинга ионосферы	17
4.1	Вертикальное зондирование	17
4.2	Мониторинг искусственными спутниками Земли	18
5	Анализ крупномасштабных неоднородностей электронной плотности в высокоширотной ионосфере	21
5.1	Модель горизонтального распределения электронной плотности в высокоширотной ионосфере	21
5.2	Методика детектирования крупномасштабных неоднородностей	22
5.3	Структура крупномасштабных неоднородностей в зоне полярной шапки	25
5.4	Статистика крупномасштабных неоднородностей в зависимости от времени	28
5.5	Статистика крупномасштабных неоднородностей в зависимости от геофизических условий	31
6	Заключение	36
	Список используемой литературы	37

1 Введение

Ионосферная плазма является важным объектом исследований в области радиофизики с точки зрения среды для распространения радиоволн. Решение задач распространения довольно широкого диапазона длин волн требует знания характера пространственного распределения показателя преломления ионосферы. Его вещественная часть, определяющая условия преломления и отражения радиоволн, зависит только от концентрации электронов. Мнимая часть, определяющая поглощение, зависит еще и от частоты соударения [1].

Изучение высокоширотной ионосферы ($\Phi \gtrsim 65^\circ$) представляет особый интерес для моделирования распространения электромагнитных волн коротковолнового ($f_{\text{КВ}} = 3 \div 30$ МГц) диапазона. Потребность в обеспечении связи в данном диапазоне со временем растет по причине увеличения количества трансполярных рейсов гражданской авиации [2]. Обеспечение качественной радиосвязи посредством спутниковой коммуникации в области полярной шапки затруднено по причине того, что корректная передача сигнала в СВЧ диапазоне (являющимся основным для спутниковой связи) может быть осуществлена в пределах видимости передатчиков, находящихся на геоцентрической орбите. Отсутствие покрытия спутниками исследуемого в данной работе региона приводит к осуществлению коммуникации посредством излучения радиоволн КВ диапазона. В следствие этого, решение задачи распространения сигнала коротковолнового диапазона в высокоширотной области становится все более актуальной. Тем не менее, наличие пространственных неоднородностей электронной плотности ионосферы в области широких частот оказывает существенное влияние на точность связи и навигацию.

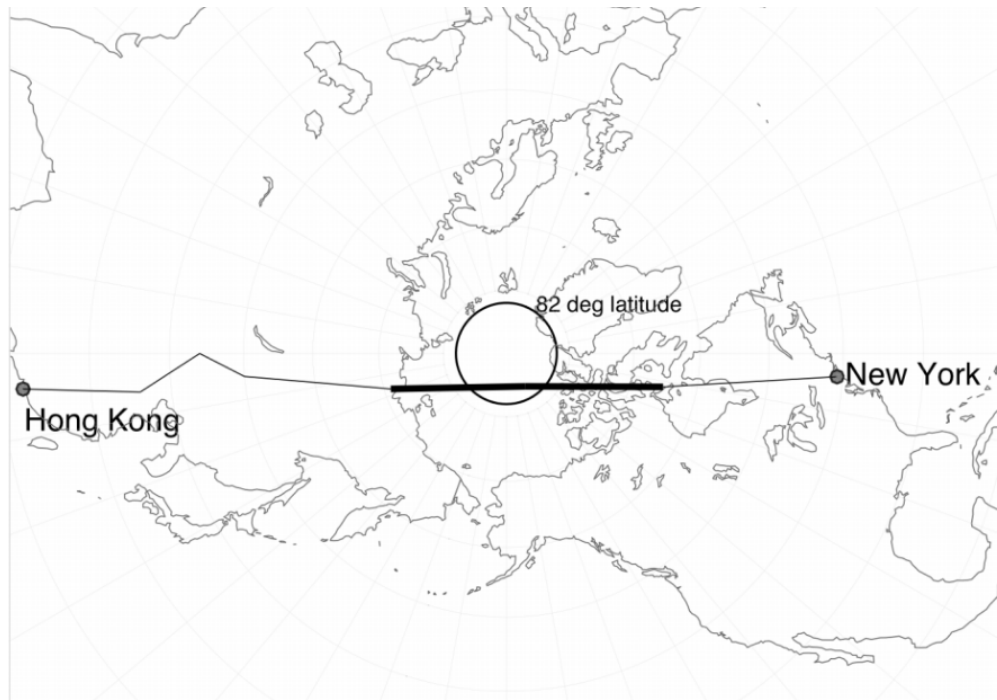


Рис. 1: Пример трансполярного маршрута из Нью-Йорка в Гонг Конг, проходящего через зону полярной шапки. Жирной линией выделена область, где связь в СВЧ диапазоне не представляется возможной и предпочтительным является радиосвязь на высоких частотах[2]

Короткие волны отражаются преимущественно от F -слоя ионосферы, располага-

ющегося на высотах $h = 220 \div 300$ км и выше. Высокоширотная ионосфера на этих высотах обладает пространственными неоднородностями электронной концентрации, именуемыми "патчами" и "арками" (в англ. лит. "patches" и "arcs").

Неоднородности такого характера впервые были обнаружены при помощи оптической фотометрии атмосферы с использованием ASIP (All-sky imaging photometer) в области, близкой к геомагнитному полюсу [3]. Ионосферные патчи полярной шапки характеризуются, как области повышенной (минимум в два раза) концентрацией электронов по сравнению с окружающей фоновой ионосферной плазмой. Типичные размеры патчей характеризуются расстоянием, вдоль которого они вытянуты по направлению от солнечной к теневой стороне Земли, и, хотя в среднем принимают значения ~ 500 км, могут варьироваться в пределах от 100 до 1000 км [4, 5]. Параметры патчей (количество, размеры, интенсивность, площадь) имеют сильную зависимость от геофизических условий. В связи с этим было принято множество попыток экспериментально определить зависимость параметров неоднородностей от геофизических индексов

(K_p , B_z (ММП) и др.) [6] при помощи различных методов мониторинга (ASIP, digital ionosonde, total electron content) с целью установить механизмы появления и дальнейшего поведения неоднородностей высокоширотной ионосферы.

Метод мониторинга высокоширотной ионосферы, базирующийся на использовании данных полного электронного содержания (ПЭС, в англ. TEC, total electron content), является пригодным для исследования горизонтального распределения электронной концентрации в ионосфере, в отличие от многих других методов (например, ионозонда). Важность метода зондирования при помощи ПЭС определяется тем, что он позволяет оценить динамику и статистику крупномасштабных неоднородностей в области полярной шапки, что впоследствии может быть использовано в моделировании распространения волн КВ канала.

Данная работа посвящена изучению структуры крупномасштабных неоднородностей высокоширотной ионосферы и определения их основных параметров путем построения горизонтального распределения электронной концентрации, основываясь на данных ПЭС. На основе данных полного электронного содержания и критериев определения патчей была выявлена статистика их параметров в зависимости от времени и определенных геофизических индексов в весенний период на протяжении четырех лет (2012-2015 гг.)

2 Распространение радиоволн КВ диапазона в ионосфере

Первоочередной задачей данной работы является исследование структуры и динамики высокоширотной ионосферы с целью дальнейшего моделирования распространения электромагнитных волн диапазона высоких частот (ВЧ). В связи с этим прежде всего необходимо рассмотреть, какое влияние оказывают локальные неоднородности в ионосфере на распространение радиоволн.

Рассмотрим монохроматические волны в среде с пространственно-частотной дисперсией. Для таких волн зависимости полей \vec{E} и \vec{H} от пространственной координаты \vec{r} и частоты ω будут иметь вид:

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (1)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, \omega) = \vec{H}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (2)$$

С учетом соотношений (1) и (2) и отсутствием внешних токов и зарядов, система уравнений Максвелла записывается в следующей форме:

$$rot \vec{H} = \vec{j} - i\omega \vec{D}, \quad (3)$$

$$div \vec{D} = \rho, \quad (4)$$

$$rot \vec{E} = i\omega \vec{B}, \quad (5)$$

$$div \vec{B} = 0, \quad (6)$$

где $\vec{D} = \varepsilon(\omega, \vec{r})\vec{E}$ - вектор электрической индукции, $\varepsilon(\omega, \vec{r})$ - диэлектрическая проницаемость среды с пространственно-частотной дисперсией, $\vec{j} = \sigma(\omega, \vec{r})\vec{E}$ - объемная плотность тока проводимости, $\sigma(\omega, \vec{r})$ - проводимость с учетом пространственно-частотной дисперсией.

В общем случае для компонент магнитного поля в системе уравнений требуется ввести магнитную проницаемость $\mu(\omega)$, связывающую напряженность \vec{H} и индукцию \vec{B} магнитного поля. Однако в равновесной плазме значение проницаемости $\mu(\omega)$ очень близко к единице при любых значениях частот [7], поэтому для векторов напряженности и индукции магнитного поля справедливо соотношение:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (7)$$

Так как именно ионосферная плазма является предметом нашего рассмотрения в качестве среды распространения радиоволн, в дальнейшем анализе будет фигурировать только величина \vec{H} . Применяя к (5) операцию rot , используя (3) и выполнив простейшие преобразования из векторного анализа, получим выражения для полей \vec{E} и \vec{H} :

$$\Delta \vec{E} - grad div \vec{E} + k_0^2 \varepsilon' \vec{E} = 0 \quad (8)$$

$$\Delta \vec{H} + \frac{1}{\varepsilon'} grad \varepsilon' rot \vec{H} + k_0^2 \varepsilon' \vec{H} = 0, \quad (9)$$

где $\varepsilon'(\omega, \vec{r}) = \varepsilon(\omega, \vec{r}) + i \frac{\sigma(\omega, \vec{r})}{\varepsilon_0 \omega}$ - комплексная диэлектрическая проницаемость, $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ - волновое число. Разумеется, решать нужно лишь одно из этих уравнений, поскольку, зная \vec{E} и \vec{H} , найти другое поле можно сразу же с помощью уравнений поля $rot \vec{H} = i\omega \vec{E}$ или $rot \vec{E} = -i\omega \vec{H}$ [7].

С учетом того, что в рамках настоящей работы интерес будет представлять только отклонение траектории луча, слагаемым $grad div \vec{E}$ можно пренебречь [7], и тогда уравнение (8) принимает вид:

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 \varepsilon' \vec{E} = 0 \quad (10)$$

Полученное выражение имеет вид уравнения Гельмгольца:

$$\Delta u(\vec{r}) + k_0 n^2(\vec{r}) u(\vec{r}) = 0, \quad (11)$$

где $u(\vec{r})$ - неизвестная функция (в нашем случае это поля \vec{E} и \vec{H}), $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ - волновое число, c - скорость света в вакууме, ω - частота. Характеристикой свойств среды, в которой распространяется волна, является величина $n(\vec{r})$, называемая коэффициентом преломления. В плазме квадрат показателя преломления с хорошей точностью равен диэлектрической проницаемости среды: $n^2(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r})$.

2.1 Приближение геометрической оптики в решении задачи распространения радиоволн

Метод геометрической оптики является основным инструментом в анализе распространения электромагнитных полей в ионосферной плазме и обеспечивает хорошее количественное описание в условиях, когда длина волны мала по сравнению с характерными размерами задачи.

Будем считать, что решение уравнения (11) имеет вид "почти плоской" волны[8]:

$$u(\vec{r}) = \mathcal{A}(\vec{r}) e^{i\varphi(\vec{r})}, \quad (12)$$

где $\mathcal{A}(\vec{r})$ - амплитуда волны, $\varphi(\vec{r})$ - фаза волны.

Приближение метода геометрической оптики заключается в малом изменении величины $\mathcal{A}(\vec{r})$ и локального волнового вектора $\vec{k} = \nabla \varphi(\vec{r})$ в масштабах длины волны

$$\lambda |\nabla \mathcal{A}| \ll |\mathcal{A}| \quad \lambda |\nabla k_j| \ll |k_j|, \quad (13)$$

где k_j - компоненты волнового вектора \vec{k} . Аналогичное требование необходимо наложить и на показатель преломления $n(\vec{r})$:

$$\lambda |\nabla n| \ll |n| \quad (14)$$

Характерный масштаб задачи L определяется, как расстояние, на котором приращение некоторой величины (\mathcal{A}, k_j, n) сравнимо с самой этой величиной. В качестве примера проведем оценку L для показателя преломления. Изменение показателя преломления на такой длине можно записать в виде: $|n(\vec{r} + \vec{L}) - n(\vec{r})| \sim |n(\vec{r})|$. Заменяя в этом выражении приращение $n(\vec{r} + \vec{L}) - n(\vec{r})$ линейным по L членом разложения $n(\vec{r} + \vec{L})$ в ряд Тейлора, имеем: $\vec{L} \cdot \nabla n \sim n$, откуда получаем оценку для $L \sim n/|\nabla n|$.

С учетом того, что в среде с показателем преломления n длина волны меньше λ в n раз, чем в вакууме, условия (13) и (14) равносильны неравенствам:

$$\frac{\lambda}{n} \ll \frac{|\mathcal{A}|}{|\nabla \mathcal{A}|} \equiv L_1, \quad \frac{\lambda}{n} \ll \frac{|k_j|}{|\nabla k_j|} \equiv L_2, \quad \frac{\lambda}{n} \ll \frac{|n|}{|\nabla n|} \equiv L_3 \quad (15)$$

Эти условия, означающие малость изменения величин \mathcal{A} , k_j , и n в пределах области с размерами порядка λ можно объединить в одно неравенство:

$$\mu = \frac{1}{kL} = \frac{1}{k_0 n L} = \frac{\lambda}{2\pi L} \ll 1, \quad (16)$$

где μ - малый параметр в методе геометрической оптики, L - наименьший из характерных масштабов изменения \mathcal{A} , k_j , n , то есть $L = \min(L_1, L_2, L_3)$.

В случае распространения радиоволн высокочастотного диапазона в ионосферной плазме, неравенство (16) такое неравенство справедливо, поскольку показатель преломления в регулярной ионосфере изменяется медленно[7] по сравнению с длиной волны ($\lambda = 10 \div 100$ м). Из этого следует, что метод геометрической оптики можно применять для анализа распространения высокочастотных волн в ионосфере.

Уравнения геометрической оптики можно получить посредством дебаевского разложения[8] поля по обратным степеням волнового числа:

$$u(\vec{r}) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{A_m(\vec{r})}{(ik_0)^m} e^{ik_0\varphi(\vec{r})} \quad (17)$$

Подставляя анзац (17) в уравнение Гельмгольца (11) и приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях k_0 , мы приходим к уравнению эйконала и уравнениям переноса:

$$(\nabla\varphi)^2 = n^2 \quad (18)$$

$$2(\nabla A_0 \nabla \varphi) + A_0 \Delta \varphi = 0$$

$$2(\nabla A_1 \nabla \varphi) + A_1 \Delta \varphi = -\Delta A_0, \quad (19)$$

$$\dots\dots\dots$$

$$2(\nabla A_m \nabla \varphi) + A_m \Delta \varphi = -\Delta A_{m-1},$$

В рамках данной работы нас будет интересовать только анализ уравнения (25).

2.2 Влияние градиента показателя преломления на траекторию луча

Анализ уравнения эйконала 18 в гамильтоновом формализме в сферической системе координат (r, θ, ϕ) позволяет свести уравнение Гамильтона-Якоби к уравнениям лучей вида[8]:

$$\frac{dr}{d\tau} = \tilde{p}_r, \quad (20)$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \tilde{p}_\phi, \quad (21)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \tilde{p}_\theta, \quad (22)$$

$$\frac{d\tilde{p}_r}{d\tau} = n \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{1}{r} \tilde{p}_\theta^2 + \frac{1}{r} \tilde{p}_\phi^2, \quad (23)$$

$$\frac{d\tilde{p}_\phi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(n \frac{\partial n}{\partial \phi} - \sin \theta \cdot \tilde{p}_r \tilde{p}_\theta - \cos \theta \cdot \tilde{p}_\theta \tilde{\phi} \right), \quad (24)$$

$$\frac{d\tilde{p}_\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \left(n \frac{\partial n}{\partial \theta} - \tilde{p}_r \tilde{p}_\theta + \text{ctg } \theta \cdot \tilde{p}_\phi^2 \right), \quad (25)$$

Система уравнений (20) позволяет определить траекторию луча ($r = r(\tau)$, $\phi = \phi(\tau)$, $\theta = \theta(\tau)$) и его направление в пространстве ($\tilde{p}_r = \tilde{p}_r(\tau)$, $\tilde{p}_\phi = \tilde{p}_\phi(\tau)$, $\tilde{p}_\theta = \tilde{p}_\theta(\tau)$) в параметрической форме. Ее можно упростить, исключив одну из координат импульса, воспользовавшись уравнением эйконала:

$$\tilde{p}_r^2 + \tilde{p}_\theta^2 + \tilde{p}_\phi^2 = n^2 \quad (26)$$

Можно воспользоваться рассмотрением этой системы в двумерном случае ($\tilde{p}_\phi = 0$). Действительно, допустимо рассматривать луч при каждом значении параметра τ ,

поворачивая и смещая систему координат так, чтобы координата импульса при каждом значении τ оставался равным нулю.

Случай двумерного распространения луча позволяет ввести угол преломления α по формулам:

$$\tilde{p}_r = n \cos \alpha, \quad \tilde{p}_\theta = n \sin \alpha, \quad (27)$$

которые, с учетом уравнения эйконала (26), позволяют свести систему (20) к двум уравнениям траектории луча:

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{1}{r} \operatorname{tg} \alpha, \quad \frac{d\alpha}{dr} = \frac{1}{nr} \left(\frac{\partial n}{\partial \theta} - \frac{\partial(rn)}{\partial r} \frac{d\theta}{dr} \right) \quad (28)$$

Эта система позволяет определить траекторию луча в виде функции $\theta = \theta(r)$. Рассмотрим систему (28) с физической точки зрения. Угол преломления α зависит от градиента показателя преломления среды - это видно из второго уравнения, где фигурируют производные показателя преломления от угла θ и также от модуля радиус-вектора, проведенного в рассматриваемую точку. Локальные неоднородности в ионосфере, являющиеся предметом исследования данной работы, вызывают сильное отклонение распространяющейся электромагнитной волны, что впоследствии может отразиться на качестве радиосвязи.

2.3 Связь между концентрацией электронов в ионосфере и показателем преломления

Теперь, когда была выявлена зависимость траектории луча от градиента показателя преломления, необходимо связать величину показателя преломления с параметрами, интересующими нас с точки зрения распространения радиоволн ВЧ диапазона. Такими параметрами являются частота распространяющейся электромагнитной волны и концентрация электронов в ионосфере.

Согласно магнитоионной теории, показатель преломления холодной плазмы определяется по формуле Эпплтона-Хартри [1], связывающую данную величину с плазменной частотой, частотой соударения и направлением распространения волны относительно внешнего магнитного поля:

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 + iZ - \frac{Y_T^2}{2(1-X+iZ)} \pm \sqrt{Y_L^2 + \frac{Y_T^4}{4(1-X+iZ)^2}}}, \quad (29)$$

$$X = \frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 m_e \omega^2} = \frac{\omega_e^2}{\omega^2}, \quad \vec{Y} = \frac{e}{m_e} \vec{B}, \quad Z = \frac{\nu_e}{\omega},$$

где N_e - концентрация электронов в плазме, e - элементарный заряд электрона с положительным знаком, m_e - масса электрона, ε_0 - диэлектрическая постоянная, ν_e - частота столкновений электронов, ω - частота распространяющейся в ионосфере электромагнитной волны, B - внешнее магнитное поле, Y_T и Y_L - поперечная и продольная компоненты вектора \vec{Y} по отношению к направлению распространения волны.

В случае распространения радиоволн ВЧ диапазона, частота соударений электронов мала по сравнению с частотой волны [7]. Учитывая это условие, уравнение (29) примет вид:

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y_T^2}{2(1-X)} \pm \sqrt{Y_L^2 + \frac{Y_T^4}{4(1-X)^2}}} \quad (30)$$

Показатель преломления n в формуле (30) зависит от параметра X , который в свою очередь определяется частотой распространяющейся волны и концентрацией электронов. В общем случае, концентрация N_e неоднородна и имеет пространственное распределение, следовательно, является функцией координат $N_e = N_e(r, \theta, \phi)$.

Таким образом, попав в ионосферу, волна движется сквозь среду с пространственным распределением электронной плотности, которая, в соответствии с выражением (30), определяет коэффициент преломления. Изменение концентрации электронов приводит к возникновению градиента угла преломления α волны в лучевом приближении согласно уравнениям (28), и следовательно, искривление пути волны в пространстве.

Высокоширотная ионосфера обладает большим количеством локализованных неоднородностей, называемых полярными "патчами" и "арками", имеющими большой градиент электронной плотности[5], что, как было отмечено в этой главе, оказывает серьезное влияние на траекторию лучей, как следствие, качество связи.

3 Высокоширотная ионосфера и ее особенности

Особенности распространения радиоволн в области высокоширотной ионосферы обусловлены наличием неоднородностей различной структуры и размеров. Поскольку моделирование траектории луча в такой трехмерно неоднородной среде требует учет пространственно-временного распределения электронной концентрации в ионосфере, изучение структуры, динамики и основных механизмов индуцирования локальных неоднородностей является существенным для решения задачи распространения электромагнитных волн в области высоких широт.

В данной главе мы остановимся на принципах высотного и широтного районирования ионосферы, а также рассмотрим основные виды неоднородностей, которые встречаются в высокоширотной ионосфере.

3.1 Общая характеристика высотного распределения регулярной ионосферы

Разделение ионосферы на высотные области D , E , F_1 , F_2 обусловлено особенностями ионограмм вертикального зондирования. Существование отражений лучей от расположенных одна над другой областей с большими вертикальными градиентами концентрации указывает на наличие у регулярной ионосферы слоистой, приблизительно стратифицированной структуры[1]. Отчетливое разделение высотного распределения ионосферы на слои, как правило, регулярно наблюдается в средних широтах.

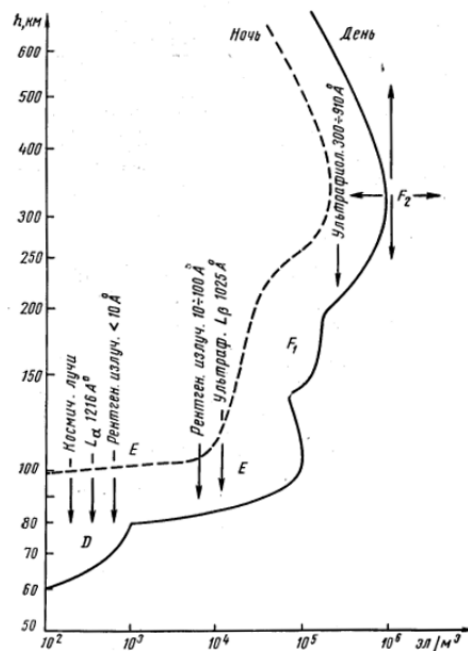


Рис. 2: Идеализированное высотное распределение электронной плотности в дневное (сплошная линия) и ночное (пунктирная линия) время[9]

Границы между максимумами в общем случае условные и меняются в зависимости от суточных вариаций, солнечных возмущений и т. д. Для дневного времени, как видно из рис. 2, границы слоев можно охарактеризовать перегибами на высотном профиле. В ночное время, когда слабо вырожден слой D и практически отсутствует область F_1 , можно говорить только о воображаемых границах[1]. Остановимся на свойствах и механизмах образования данных слоев подробнее.

D-слой - самая нижняя часть ионосферы, располагающаяся на высотах в пределах 60 – 90 км, образуется под воздействием наиболее проникающего ионизирующего излучения, в частности:

1) Высокоинтенсивного излучения солнечной линии Лаймана L_{α} , ионизирующего нейтральную компоненту атмосферы.

2) Жесткого рентгеновского ($\lambda < 10 \text{ \AA}$) излучения Солнца и галактических лучей, наряду с высокоэнергичными солнечными и высыпаящимися из магнитосферы частицами, ионизирующими основные компоненты O_2 и N_2 .

3) Ультрафиолетового излучения Солнца, способного ионизировать возбужденные молекулы кислорода.

Содержание электронов в D-слое оказывает существенное влияние на поглощение коротких и распространение сверхдлинных радиоволн. Важно отметить, что значительное влияние на электронную концентрацию - а именно увеличение ее величины более, чем на порядок - в области оказывают солнечные вспышки. Тем не менее концентрация заряженных частиц очень мала ($n_e \approx 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$), поэтому *D-слой* является областью слабой ионизации[1].

E-слой располагается на высотах 90 - 150 км. Она образуется в результате воздействия солнечного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения. Основными ионизируемыми компонентами в этом слое являются молекулы O_2 и N_2 . В дневное время поведение E-области довольно стабильно, может весьма точно контролироваться зенитным углом Солнца.

Характер области значительно усложняется в сумеречное и ночное время по причине того, что основную роль начинают играть ночные источники ионизации: рассеянное геокороной солнечное излучение в линиях водорода, ионизирующее молекулы NO в сумерках; излучение гелия и его иона, а также ионизация высыпаящимися частицами[9].

Наиболее важной особенностью, по причине которой плотность плазмы E-слоя может сильно изменяться, являются нерегулярные, узкие - толщиной по высоте от 5 и меньше - слои, концентрация которых может быть повышена на порядок или более относительно фоновой плотности в области, которые носят название *E-спорадических* (E_s) слоев. Спорадические слои образуются (в особенности на средних широтах) посредством сбора долгоживущих металлических ионов, имеющих метеорное происхождение. Тем самым важную роль в E-области играют процессы переноса ионов под действием приливных движений, электрических полей и внутренних гравитационных волн. В E-слое по своим электрическим свойствам называемой *динамо-областью*, сосредоточены электрические токи, ответственные за ряд вариаций геомагнитного поля. Значительную роль в ионосферно-магнитном взаимодействии область E приобретает благодаря закорачиванию магнитосферных электрических полей посредством электрических токов, сконцентрированных в данной области[1].

Часть ионосферы, лежащая на высотах выше 150 км относят к так называемой *F-области*, которую принято разделять на два различных по своим свойствам F_1 - и F_2 -слои. Область F_1 занимает диапазон высот 120 - 180 км, образуется под воздействием главным образом солнечного ультрафиолетового излучения в диапазоне $100 < \lambda < 900 \text{ \AA}$. По свойствам протекающих физико-химических процессов области F_1 и E схожи и поэтому их иногда рассматривают, как одну область в интервалах высот 90-180 км, поскольку в этой части ионосферы фотохимические процессы преобладают над процессами переноса. Слой F_1 выявляется на высотном профиле концентрации лишь в дневное время в виде небольшого выступа (рис. 2), ночью же область между слоями E и F_2 имеет характер впадины с неоднородной вертикальной структуры.

F_2 - *слой* - Область главного максимума в высотном распределении электронной концентрации. Она определяет характер распространения коротких (декаметровых) радиоволн и, прежде всего, максимальную применимую частоту (МПЧ). Это наиболее простая в фотохимическом и наиболее сложная в динамическом (и термодинамическом) отношении область ионосферы. Образуется под действием того же излучения, что и область F_1 : $100 < \lambda < 900 \text{ \AA}$, однако есть и различия, заключающиеся в более медленном процессе рекомбинации ионов, чем у низлежащих слоев. В результате скорость потерь электронов в F_2 -области прямо пропорциональна их концентрации, а не ее квадрату, как в E - и F_1 -областях (линейный, а не квадратичный закон потерь)[10].

Дрейфы плазмы поперек магнитного и электрического полей, чрезвычайно важные в области низких и высоких широт, являются одной из причин замагниченности F_2 -слоя. С ними связаны такие неоднородности глобального распределения плазмы на высотах F_2 -области, как главный ионосферный провал и экваториальная аномалия. На поведение F_2 -области существенное влияние оказывают обмен плазмой и теплом с вышележащими областями - протоносферой. Температуры ионов, электронов и нейтральных частиц в F_2 -области заметно различаются, в тепловом балансе электронов важную роль играют теплопроводность и нелокальный нагрев электронного газа фотоэлектронами[1].

3.2 Широтное районирование ионосферы

Широтные вариации в нижней ионосфере в отсутствие высыпаний имеют довольно гладкий характер, поскольку обусловлены в первую очередь вариациями зенитного угла Солнца. Иная ситуация имеет место в области F_2 и во внешней ионосфере, где существенную роль играют процессы переноса плазмы, контролируемые геомагнитным полем. В области F_2 широтные вариации определяются наряду с перечисленными выше факторами, ответственными за ионообразование, еще и вариациями электромагнитных дрейфов, а, следовательно, электрических полей. С этими вариациями (высыпаний и дрейфов) связано разделение ионосферы на следующие широтные регионы:

а) низкоширотная, или приэкваториальная ионосфера (в пределах $+30^\circ$ от геомагнитного экватора), в которой геомагнитное поле почти горизонтально, отсутствует связь с вышележащей плазмосферой, важна роль вертикальных электромагнитных дрейфов, обусловленных сравнительно небольшими электрическими полями;

б) среднеширотная ионосфера (примерно от 30° до 55° геомагнитной широты), в которой геомагнитное поле умеренно наклонено и по нему осуществляется связь с плазмосферой, практически отсутствуют высыпания энергичных частиц, незначительна (по крайней мере в спокойных условиях) роль электрических полей;

в) субавроральная ионосфера, включающая в себя область главного ионосферного провала (от 55° до 65° геомагнитной широты), которая является переходной областью от средних широт к высоким; в этой области важны как горизонтальные, так и вертикальные электромагнитные дрейфы, а также направленные вдоль геомагнитного поля потоки частиц и энергии, посредством которых осуществляется взаимосвязь с периферией плазмосферы и с магнитосферным кольцевым током;

г) высокоширотная ионосфера (к полюсу от провала, т. е. $\Phi \geq 65^\circ$) — район наиболее сильного ионосферно-магнитосферного взаимодействия, который можно разделить на ионосферу авроральной зоны ($\Phi \sim 65 \div 75^\circ$), в которой максимальны интенсивности высыпаний, энергичных частиц и величины электрических полей, и ионосферу полярной шапки ($\Phi \geq 75^\circ$), в которой имеет место режим сверхзвукового истечения плазмы из F_2 -области и внешней ионосферы — полярный ветер[?].

По причине того, что целью данной работы является исследование неоднородностей высокоширотной ионосферы, рассмотрим морфологию особенностей, характерную для этого диапазона широт.

3.3 Неоднородности F -слоя в высоких широтах

Существование пространственных неоднородностей F -слоя в области высоких широт было установлено по меньшей мере 50 лет назад по причине их влияния на транс-ионосферное распространение радиоволн[5]. Однако, даже сегодня эти объекты до сих пор окончательно не изучены. Общепринято различать два вида неоднородностей: особенности масштаба десятков и сотен километров, характеризующиеся локальным увеличением электронной плотности, и неоднородности размеров меньше 10 километров, вызывающие явление сцинтилляции в распространении радиоволн[10].

Поскольку, предметом исследований данной работы являются именно крупномасштабные неоднородности, остановимся на свойствах и механизмах их индуцирования, известными на сегодняшний день, подробнее.

Крупномасштабные неоднородности ионосферы в области полярной шапки принято называть "патчами" (в англ. patches). Впервые ионосферные патчи были обнаружены методом измерения собственного свечения атмосферы в оптическом диапазоне, как локализованные возмущения интенсивности свечения по меньшей мере в два раза относительно фона[3]. Существование патчей подтверждалось измерениями с использованием радаров возвратно-наклонного зондирования[5], а также измерениями полного электронного содержания[6].

Многочисленные исследования с использованием различных методов мониторинга высокоширотной ионосферы и полярной шапки[3-6] позволили классифицировать патчи, как особый объект, встречающийся в ионосфере и обладающий параметрами, характеризующими его структуру. Согласно общепринятому мнению, патчи представляют собой области повышенной электронной концентрации как минимум в два раза по сравнению с фоновой ионосферной плазмой. Их размеры могут достигать величин порядка 100 - 1000 км., тем самым оказывая существенное влияние на распространение волн высокочастотного диапазона[11].

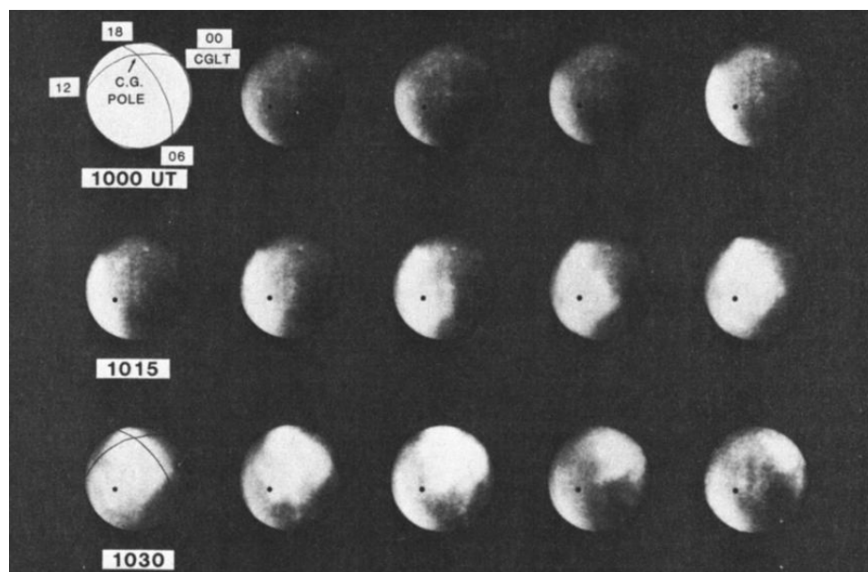


Рис. 3: Изображения, полученные методом фотометрических измерений (ASIP) свечения атмосферы над Туле, Гренландия.[3]

Патчи формируются в освещенной области Земли, где глубокое ультрафиолетовое излучение Солнца создает резервуар плазмы повышенной электронной плотности. Среди других предполагаемых источников высокоплотной плазмы, способной образовать интенсивные крупномасштабные возмущения можно выделить: стекающую в ионосферу плазмосферную плазму[13], возмущения, образованные под влиянием магнитных бурь (storm enhanced density)[14] и высыпание частиц в области полярной шапки, которое приводит к появлению патчей более слабой интенсивности[15].

Механизм, ответственный за образование пятен повышенной электронной концентрации не вполне ясен и является предметом научной дискуссии. На основе экспериментальных результатов[3, 4, 6, 16] были предложены разные механизмы, оказывающие влияние на интенсивность и частоту появления патчей.

Состояние полярной ионосферы может изменяться в зависимости от взаимодействия между солнечным ветром и магнитосферой Земли, что характеризуется B_z компонентой межпланетного магнитного поля[5]. Для ММП, направленного на юг (отрицательное значение компоненты B_z) эта связь очень сильная и приводит к появлению патчей, оказывающих существенное влияние на распространение сигналов в области полярной шапки. На рис. 4 изображены два различных состояния полярной ионосферы, харак-

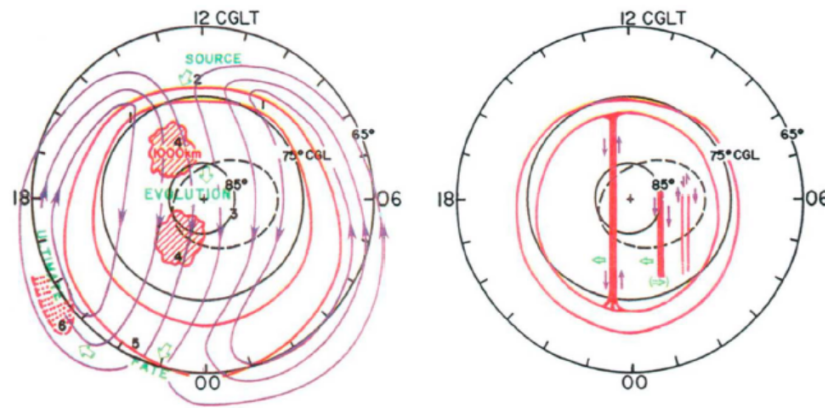


Рис. 4: Диаграмма состояния высокоширотной области в зависимости от направления времени суток и состояния межпланетного магнитного поля. Слева показана ситуация в случае ММП, направленного на юг, справа - на север[5]

теризующиеся отрицательной и положительной B_z компоненты ММП соответственно. Появление пятен повышенной электронной концентрации в F регионе полярной ионосферы северного полушария характерно для отрицательной вертикальной компоненты ММП зимой, в то время как при положительном значении межпланетного магнитного поля, чаще встречаются более слабые возмущения - полярные арки[16].

В ходе экспериментов по наблюдению состояния полярной зоны южного полушария с использованием данных полного электронного содержания, была обнаружена слабая зависимость появления патчей от геомагнитной активности, характеризуемой индексом K_p [6]. Благоприятным условием для формирования интенсивных патчей являются дни, когда наблюдается геомагнитное возмущение (суммарный индекс K_p за весь день $\sum K_p > 20$), хотя и при меньшей степени геомагнитного возмущения возможно наблюдение патчей.

Зависимость интенсивности и частоты появления крупномасштабных неоднородностей от времени суток и сезона была многократно подтверждена эмпирически[3, 4, 6]. Частота появления патчей в летнее время минимальна в связи с тем, что полярная область почти полностью освещена солнцем и фоновая электронная плотность довольно велика. Поэтому вероятность появления в ионосфере F -слоя такого рода структур больше в зимнее время в периоды максимальной солнечной активности[6]. Вследствие

смещения геомагнитного полюса относительно географического, имеет место суточная зависимость интенсивности патчей. Данная корреляция обусловлена положением области аврорального каспа по отношению к субавроральному резервуару плазмы повышенного электронного содержания[5].

В качестве доминирующего механизма формирования локальных пятен высокоионизированной плазмы была предложена модель пересоединения магнитного поля Земли с межпланетным магнитным полем[5]. Модель пересоединения объясняет образование вихрей конвекционных потоков плазмы, являющихся основным способом транспортировки пятен повышенной электронной плотности из субаврорального резервуара в область полярной шапки (рис. 5).

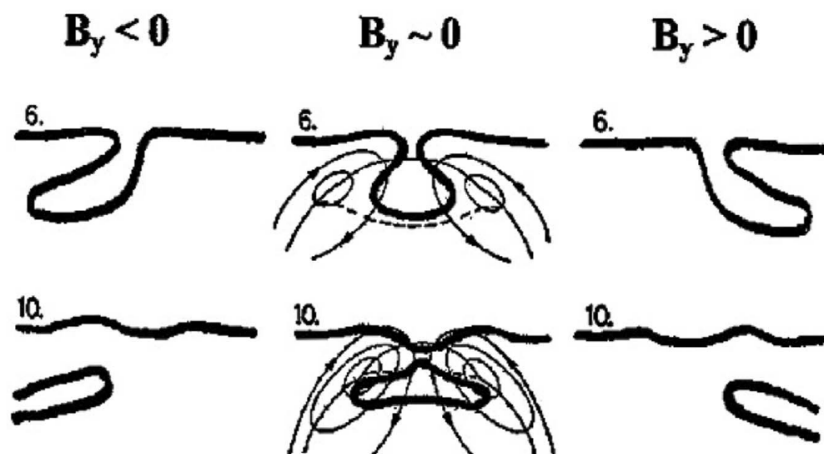


Рис. 5: Диаграмма, схематически изображающая процесс инъекции патча и его дальнейшую эволюцию в процессе пересоединения B_y компоненты поля[5]

Предположение о пересоединении магнитных полей, как доминирующего механизма также может объяснить процесс генерации локализованных неоднородностей и их инъекции в трансполярные конвекционные потоки плазмы. Компонента B_y межпланетного поля, направленная параллельно плоскости эклиптики определяет дальнейшую динамику ионосферного патча, как проиллюстрировано на рис. 6, вследствие градиентного дрейфа[1].

В следствие медленного процесса рекомбинации в F -области, время жизни патчей довольно велико, чтобы в процессе движения вдоль конвекционных плазменных потоков, пересекать полярную зону в направлении теневой области Земли при скоростях в несколько сотен метров в секунду[10].

Как уже было упомянуто, влияние локализованных пятен повышенной электронной плотности существенно для распространения волн высокочастотного диапазона. Ионogramмы вертикального зондирования, продемонстрированные на рис. 7, иллюстрируют отклонения высотно-частотного вертикального профиля от идеализированного вследствие неоднородностей, возникающих в окрестности ионозондов.

Среди остальных неоднородностей, возникающих в зоне полярной шапки, можно также выделить арки повышенной ионизации (sun-aligned arcs)[5] и бобы[10]. Однако, в рамках глобальной задачи моделирования распространения радиоволн ВЧ диапазона, две вышеуказанные особенности не оказывают существенного влияния на траекторию радиоканала и поэтому в настоящей работе рассмотрены не будут.

Очевидно, что локализованные патчи, характеризующиеся высоким градиентом электронной плотности усложняют задачу моделирования распространения радиоволн в полярном регионе. Вследствие этого, промежуточным этапом в процессе решения вышеуказанной проблемы является учет распределения вышеуказанных особенностей и

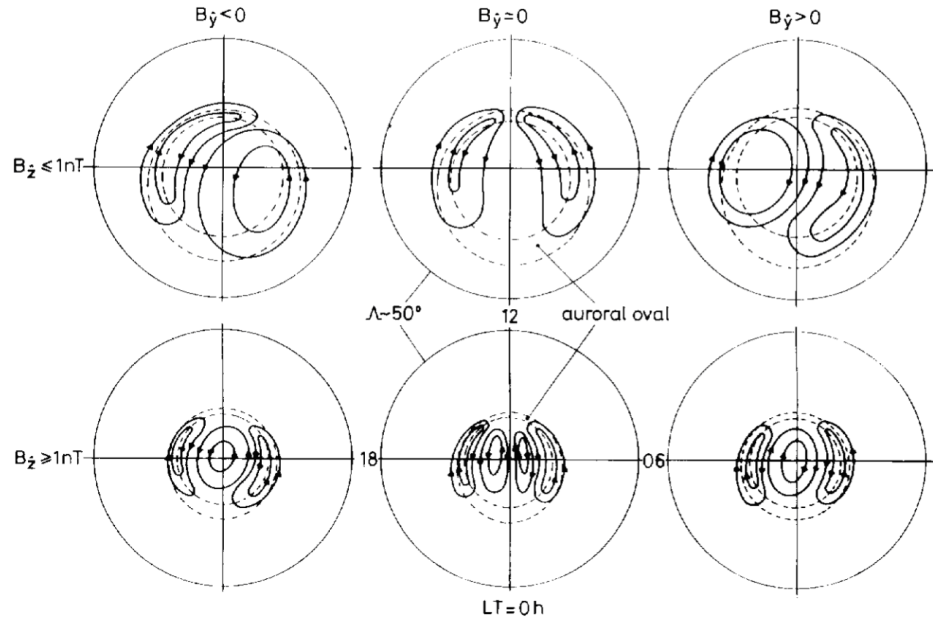


Рис. 6: Диаграмма, схематически изображающая конвекционные потоки высокоионизированной плазмы в зависимости от направления B_y и величины B_z компонент межпланетного магнитного поля [17]

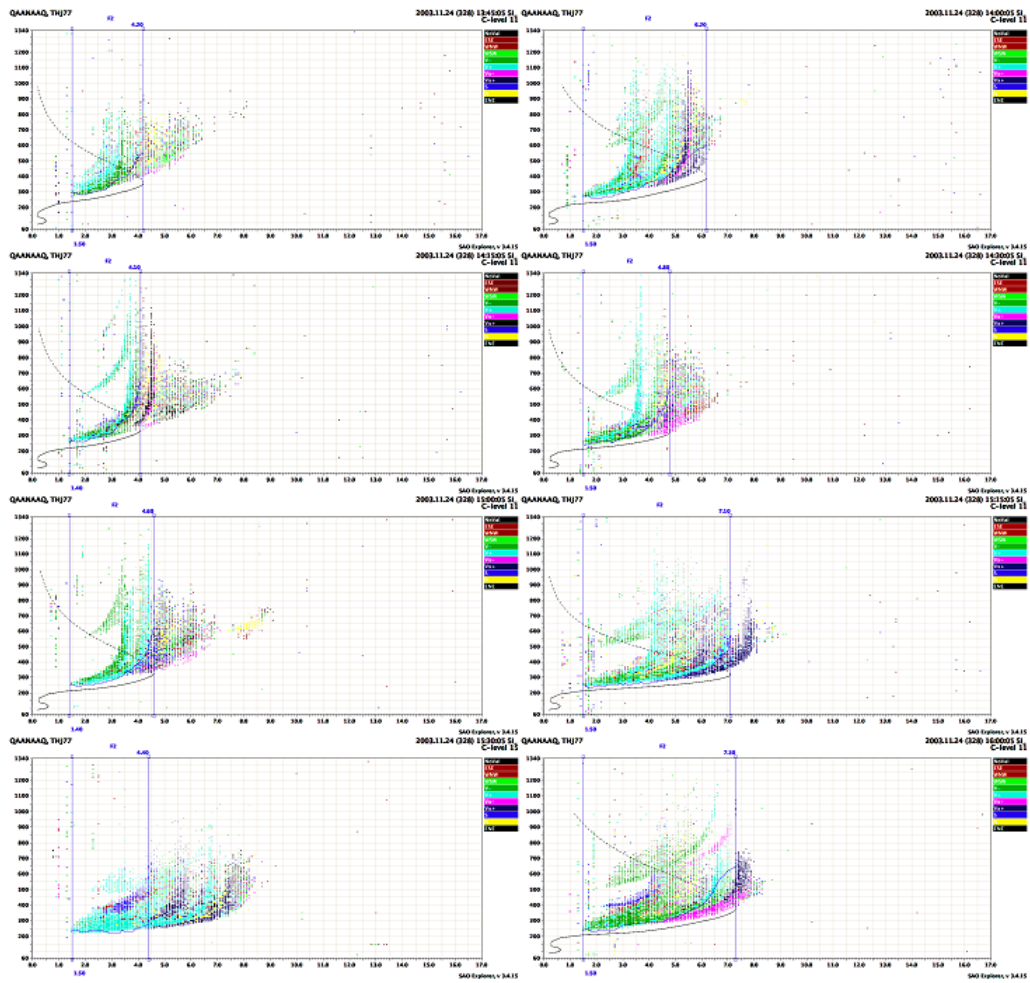


Рис. 7: Ионogramмы вертикального зондирования ионосферы над станцией в Туле (Канаак), полученные 24 ноября 2003 в интервале времени 13:45 - 16:00 UT [18]

их параметров. Знание доминирующих механизмов образования патчей и их дальнейшей динамики поможет в дальнейшем предсказывать зоны их обнаружения и учитывать их в моделировании распространения радиоволн ВЧ диапазона.

4 Методы мониторинга ионосферы

По мере необходимости исследования распределения ионизированных компонент в ионосфере в зависимости от высоты (высотный профиль) географических координат, было создано несколько методов наблюдения ионосферы, среди которых можно выделить следующие:

1. Вертикальное зондирование;
2. Возвратно-наклонное зондирование;
3. Наклонное зондирование
4. Зондирование при помощи радаров когерентного рассеяния коротковолнового диапазона;
5. Мониторинг ионосферы искусственными спутниками Земли;
6. Измерения при помощи радаров некогерентного рассеяния;
7. Диагностика ионосферы посредством запуска геофизических ракет.

В рамках данной работы нас будут интересовать только два из вышеуказанных метода в целях анализа и структуры ионосферы полярного региона. Поэтому разумно будет остановимся на подробном рассмотрении этих двух способов исследования ионизированной компоненты атмосферы.

4.1 Вертикальное зондирование

Экспериментальные исследования впервые проводились именно с измерений вертикального распределения электронной концентрации методом вертикального зондирования ионосферы (ВЗИ).

Станция вертикального зондирования представляет собой передатчик и приемник, расположенные рядом и имеющие общую антенну. Излучатель работает в импульсном режиме и за время одного сеанса (длительность которого ~ 1 мин) пробегает диапазон частот от 0,5 до 20 МГц. При этом происходит синхронная настройка приемника на плавно изменяемую частоту передатчика.

В нижней части ионосферы концентрация электронов возрастает с высотой, а вместе с нею уменьшается показатель преломления радиоволн. Известно, что ионосферу в допустимом приближении можно представить в качестве плоскостистой среды, а именно состоящей из последовательности плоских слоев малой толщины, каждый из которых имеет постоянное значение электронной концентрации. Такое рассмотрение имеет место при условии, что мы не учитываем горизонтальные неоднородности ионосферы, а это возможно для малых горизонтальных расстояний[1].

Радар вертикального зондирования распространяет волну вертикально вверх (отсюда и название), то есть перпендикулярно "плоскостистой" ионосфере. Волна, достигнув высоты, где показатель преломления обращается в ноль, отражается на этой высоте и попадает на приемник, который в свою очередь фиксирует время задержки τ отраженного сигнала по отношению к излученному. Условие отражения обыкновенной волны (в приближении плоскостистой среды), распространяющейся в ионосфере вертикально, описывается формулой Эпплтона-Хартри (29) и связывает частоту падающей волны f с электронной концентрацией n_e следующим соотношением:

$$n_e \approx \frac{f^2}{80,8} \quad (31)$$

Предполагая, что весь путь до точки отражения и обратно радиоволны проходят со скоростью света в вакууме c , по времени запаздывания τ можно вычислить действующую высоту расположения ионизированных слоев по формуле:

$$h_d = \frac{c\tau}{2} = 1,5 \cdot 10^8 \tau \text{ м.} \quad (32)$$

Выраженная графическая зависимость $h_d = F(f)$ называется ионограммой или *высотно-частотной характеристикой* (ВЧХ). Примеры ионограмм изображены на рис.8[1]:

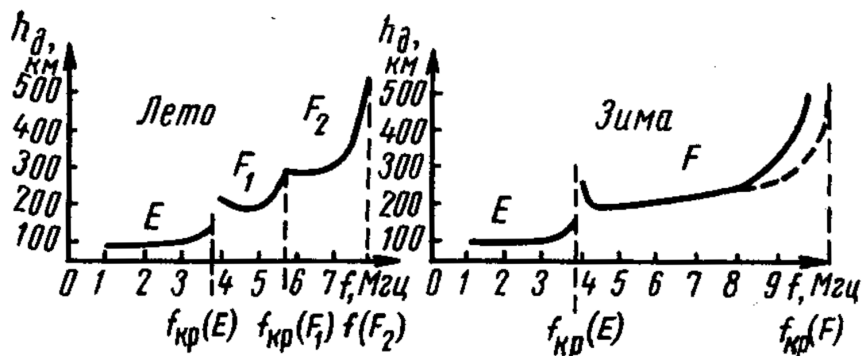


Рис. 8: Пример ионограмм для летнего и зимнего периода

При помощи высотно-частотных характеристик можно не только определить высоты, на которых располагаются отражающие слои, но также измерить значения критических частот для волн, отражающихся от отдельных областей ионосферы, что является ценной информацией для моделирования распространения радиоволн. Соответствующие критические частоты для каждого ионосферного слоя на рис. 8 имеют обозначения $f_{кр}(E)$, $f_{кр}(F_1)$ и $f_{кр}(F_2)$.

К преимуществам метода вертикального зондирования можно отнести компактность устройства, способность работать в автоматическом режиме (что открывает доступ к постоянному мониторингу в реальном времени), возможность развертывания станции практически в любом месте. Программные методы обработки получаемых с ионозонда данных хорошо развиты[1].

Касательно недостатков важно отметить, что по причине того, что станция вертикального зондирования работает в коротковолновом диапазоне, этот метод не может быть применен для исследования D — слоя, отражающего средние и длинные волны. Данному методу недоступны интервалы высот с убывающей вверх электронной концентрацией. Также согласно данным вертикального зондирования ничего нельзя сказать о распределении электронной концентрации относительно географических координат по причине того, что мониторинг ограничивается небольшой окрестностью ионосферы над станцией. Наиболее важным для нас недостатком является сложность построения высотно-частотного профиля высокоширотной ионосферы в связи с появлением в ней неоднородностей.

4.2 Мониторинг искусственными спутниками Земли

Просвечивание ионосферы волнами достаточно высокой частоты, излучаемых со спутника позволяет получить информацию о полном электронном содержании (ПЭС или в английской литературе: TEC) в столбе единичного сечения вдоль радиолуча между излучателем и приемником. TEC измеряется в единицах TEC (TECU), где $1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ 1/м}^3$, и может быть определен различными способами. В данной работе будем рассматривать измерение TEC GPS- и GLONASS- спутниками.

Вычисления полного электронного содержания проводят посредством измерения разности фазовых $L_\phi = \int (c/v_\phi) ds$ или групповых $L_{гр} = \int (c/v_{гр}) ds$ путей волн двух когерентных частот, где интегрирование ведется вдоль радиолуча от передатчика до приемника; либо угла поворота плоскости поляризации вследствие ее фарадеевского вращения[1]. Все эти величины оказываются пропорциональны величине интегрального содержания электронов: $\int n_e(s) ds$, которая и определяет ТЕС.

Вычисления полного электронного содержания GPS-спутники осуществляют двух-частотным методом, который заключается в радиопросвечивании ионосферы волнами двух частот, имеющие собственные обозначения L1 (1575.42 МГц) и L2 (1227.60 МГц). ТЕС в данном случае можно рассматривать, как величину, пропорциональную разности псевдодальностей ΔL_ϕ , либо разности фаз несущей, измеренной для каждого из двух сигналов[20].

Измерения псевдодальностей ТЕС точны, но вследствие многолучевости могут возникнуть шумы, вносящие дополнительные ошибки в измерение псевдодальности. Измерение разности фаз двух лучей более точна и менее чувствительна к многолучевости, чем псевдодальности, однако страдает из-за неоднозначности, которая быть устранена непосредственно перед калибровкой и расчетом ТЕС.

Так как прием сигналов станцией происходит от движущихся относительно нее спутников, то в общем случае измеряется наклонный sTEC (slant TEC). Так как длина пути луча в случае sTEC зависит еще и от угла отклонения от вертикали, это часто усложняет сопоставление GPS данных sTEC с определенной географической координатой. Поэтому, чтобы исключить геометрическую зависимость измерений, наклонный ТЕС обычно проецируют на вертикаль при помощи некоторых возможных проекций и определяют таким образом вертикальный vTEC (vertial TEC) следующим образом[20]:

$$vTEC = sTEC \cdot M(e), \quad (33)$$

где $M(e)$ - некоторая проекция наклонного ТЕС на вертикальную составляющую. В простейших случаях в качестве проекции на нормаль к поверхности Земли, используют косинус угла отклонения радиолуча от вертикали:

$$M(e) = \cos(\chi), \quad (34)$$

где χ - угол отклонения луча от вертикали.

В качестве еще одного примера можно привести наиболее используемую функцию проекции, определяемую согласно методу Thin Shell Ionosphere Model (TSIM) - модели бесконечно тонкой ионосферы, графически интерпретированной на рис. 9 [21]:

$$M(e) = \cos(\chi) = \sqrt{1 - \left(\frac{R \cos(e)}{R + h} \right)^2}, \quad (35)$$

где h - высота ионосферного слоя над землей (взята равной 400 км.); R - радиус Земли; e - угол наклона радиолуча, излучаемого спутником по отношению к поверхности Земли.

Вообще говоря, такой способ определения вертикальной составляющей ТЕС определяется при очень грубых допущениях. Например в методе TSIM принимается предположение, согласно которому ионосфера представляется в виде бесконечно тонкой и горизонтально однородной оболочкой вокруг Земли. В действительности такая гипотеза может быть ошибочной вследствие неоднородности ионосферного слоя, особенно в области высокоширотной ионосферы, где наблюдаются заметные горизонтальные неоднородности.

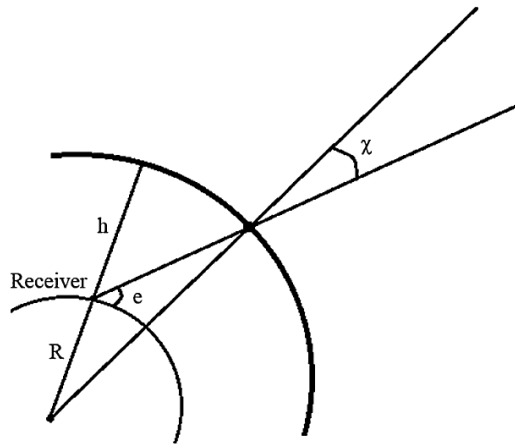


Рис. 9: Геометрия распространения луча в случае бесконечно тонкой ионосферы. Точку, в которой луч пронизывает ионосферу в данном случае называется точкой проникновения или Ionospheric Pierce Point (IPP)[21]

Еще одним недостатком данного метода является отсутствие мониторинга высотного профиля ионосферы, поскольку радиопросвечивание спутником ионосферы позволяет определить исключительно полное содержание электронов. Поэтому мы не можем ничего сказать о высотном распределении концентрации заряженных частиц.

5 Анализ крупномасштабных неоднородностей электронной плотности в высокоширотной ионосфере

Метод мониторинга ионосферы в области полярной шапки, основанный на данных полного электронного содержания, имеет ряд преимуществ по сравнению с другими средствами наблюдения. Например, данные ПЭС могут быть использованы с целью построения горизонтального распределения электронной плотности в ионосфере с временным разрешением в 30 секунд[6], что проблематично в случае радаров вертикального зондирования, количество которых в области полярной шапки очень мало. Однако построение горизонтального распределения электронной плотности при помощи данных ПЭС требует некоторых допущений, влияющих на надежность распределения.

5.1 Модель горизонтального распределения электронной плотности в высокоширотной ионосфере

В данной работе реализация построения горизонтального профиля электронной концентрации в полярной ионосфере осуществляется путем трехмерной интерполяции значений вертикального полного электронного содержания в зависимости от географических координат. По причине того, что изначальные данные электронной концентрации имеют смысл наклонного ПЭС, необходимо значения $sTEC$ преобразовать в $vTEC$ с учетом приближения модели бесконечно тонкой и однородной ионосферы в пределах угла проецирования.

Использование модели TSIM при вычислении вертикального ПЭС сказывается на точности данных, спроецированных при больших углах наклона относительно нормали[6]. Однако, в настоящей работе, построение профиля ионосферы в области высоких широт включает в себя обработку наклонного ПЭС с 80 станций (рис. 10). Данные вертикального TEC в области, где точки проникновения луча в ионосферу совпадают, усредняются в процессе интерполяции, что позволяет заметно улучшить точность в широком диапазоне углов.

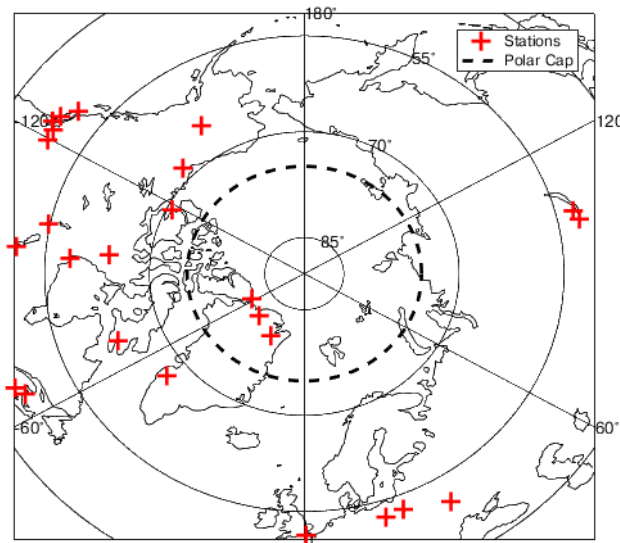


Рис. 10: Координаты расположения станций приема GPS сигналов (отмечены красными крестами). Зона полярной шапки, представляющая интерес, окружена пунктирной линией

Иллюстрация горизонтального распределения электронной плотности в высокоши-

ротной ионосфере изображена на рис. 11. Алгоритм, включающий в себя процесс обработки довольно большого объема данных о полном электронном содержании был разработан в среде программирования Matlab, на базе основных встроенных функций, включающих в себя методы трехмерной интерполяции.

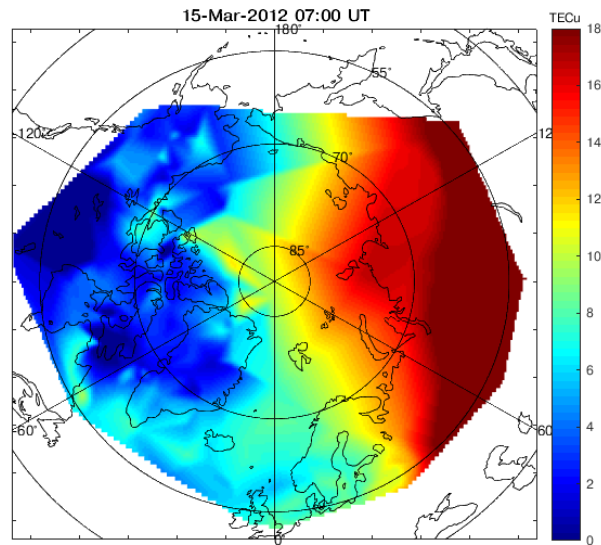


Рис. 11: Распределение полного электронного содержания в области высокоширотной ионосферы, измеренное в единицах TECu ($1 \text{ TECu} = 10^{16} \text{ 1/м}^3$) Дата и время: 15 марта 2012 года, 07:00 UT.

Качественный анализ данного графика позволяет различить присутствие локализованных однородностей в области полярной шапки. Алгоритм обнаружения патчей и извлечения их основных параметров будет рассмотрен в следующем пункте настоящей главы.

5.2 Методика детектирования крупномасштабных неоднородностей

Критерием обнаружения крупномасштабных неоднородностей в многочисленных исследованиях, основанных на оптических измерениях интенсивности свечения атмосферы[3, 4], является отношение интенсивности возмущения к интенсивности фонового свечения. Аналогичная методика была применена в анализе патчей при помощи данных ПЭС[6].

В случае нашего распределения фоновая электронная плотность в полярной шапке различна в зависимости от степени освещенности региона Солнцем. Так, например, часть полярной ионосферы, находящаяся в ночном секторе Земли имеет меньшую электронную плотность, нежели освещенный Солнцем регион ионосферы. Это обстоятельство усложняет задачу определения фона полного электронного содержания.

Упростить задачу нахождения распределения фонового полного электронного содержания в полярной ионосфере можно путем рассмотрения фоновой концентрации в окрестности каждой интересующей точки. В этом случае фон ПЭС будет считаться численно при помощи алгоритма двумерного скользящего среднего (имеющегося в программном пакете среды Matlab) в окрестности каждой точки распределения. Выбор окрестности в общем случае неоднозначен и может повлиять на вид фона, однако, в рамках поставленной задачи настоящей работы разумно выбрать окрестность усреднения, по масштабам соответствующую максимальному размеру патча полярной шапки

(~ 1000 км). В результате такого предположения крупномасштабные неоднородности будут также явно выделяться, как и небольшие.

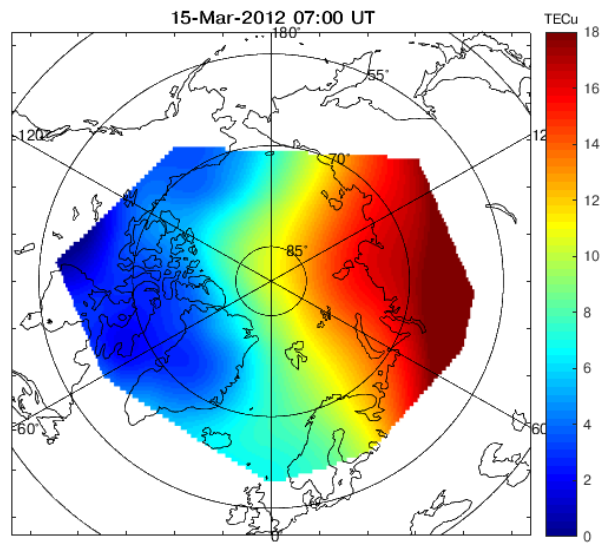


Рис. 12: Распределение фонового полного электронного содержания в области высокоширотной ионосферы, измеренное в единицах TECu. Дата и время: 15 марта 2012 года, 07:00 UT.

Рисунок 12 наглядно иллюстрирует неоднородность фоновой электронной плотности в полярной шапке. По причине того, что освещенная область полярной ионосферы меняется в течение времени суток, что обусловлено вращением Земли вокруг собственной оси, фоновая концентрация так же будет функцией не только координат, но и времени.

Для того, чтобы выделить неоднородности, присутствующие в области полярной шапки, необходимо оценить разницу между горизонтальным профилем электронной плотности и распределением фоновой концентрации. В результате, как видно из рис. 13, получаем распределение флуктуаций электронной плотности относительно фона, как функцию географических координат. Из полученной зависимости нетрудно увидеть локализованные возмущения, флуктуации которых значительно превышают значения фона и могут быть охарактеризованы, как ионосферные патчи.

Метод выделения флуктуаций ПЭС, изображенный на рис. 13 позволяет качественно оценить структуру крупномасштабных возмущений. Применяя численные алгоритмы, можно извлечь основные параметры патчей: интенсивность, площадь и количество патчей в интересующий момент времени. Обратимся к рассмотрению алгоритма, позволяющего получить количественные данные характеризующие структуру патчей полярной шапки.

Начальным этапом в анализе высокоширотной ионосферы на предмет патчей является разбиение распределения неоднородностей на плоскости одинакового значения флуктуации ПЭС. В этом случае картина будет иметь вид контурного графика рис. 14. Далее следует избавиться от контуров, размеры которых превышают размеры, характеризующие крупномасштабные неоднородности (более 100 км и менее 1000 км)[5].

Поскольку патчи полярной шапки - интересующие нас объекты в рамках данной работы - по своему определению являются возмущениями, интенсивность которых больше фона минимум в 2 раза[11], следует исключить из рассмотрения области с отрицательным градиентом электронной плотности. Компьютерная реализация алгоритма отбора областей в соответствии с вышеуказанным критерием заключается в следующем: за рас-

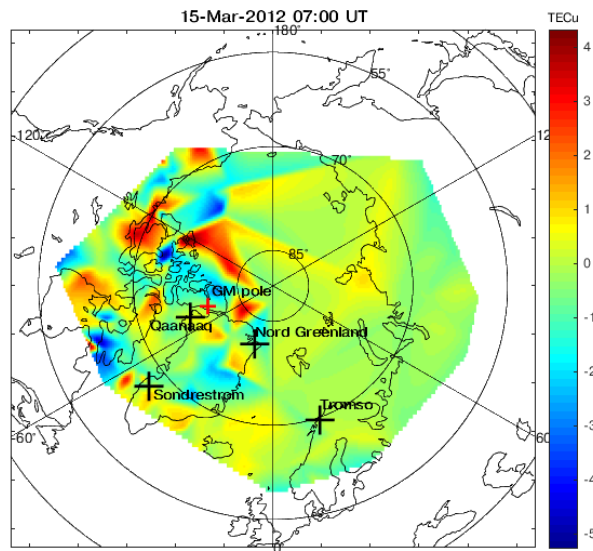


Рис. 13: Распределение флуктуаций полного электронного содержания относительно фонового уровня. Дата и время: 03 марта 2012 года, 16:00 UT

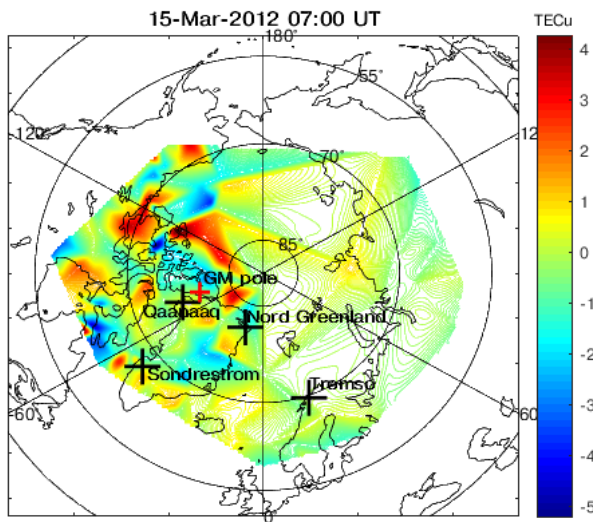


Рис. 14: Контурное представление распределения флуктуаций полного электронного содержания относительно фонового уровня. Дата и время: 03 марта 2012 года, 16:00 UT

сматриваемый контур берется набор контуров максимальных площадей. Внутри рассматриваемого контура находят другие контуры с иным значением флуктуации. Далее вычисляется знак разности значений флуктуации рассматриваемого контура и лежащего внутри него. Если знак положительный, то градиент также положителен, тогда область внутри рассматриваемого контура является возмущением. Если знак отрицательный, то область имеет соответствующий градиент ПЭС и выходит из рассмотрения.

Дополнительным критерием отбора крупномасштабных возмущений является площадь патча, которая не должна превышать значения квадрата максимального характерного размера. Таким образом, максимальная площадь патча принимает значение $\sim 10^6 \text{ км}^2$. Реализация данного критерия в нашем алгоритме производится путем вычисления площадей каждого из контуров методом трапеций[22].

В результате выполнения процедуры отбора патчей согласно сформулированным критериям, выходными параметрами, извлеченными в процессе выполнения предложенного алгоритма, являются: площадь патча, его интенсивность, а также фоновая

концентрация в окрестности патча.

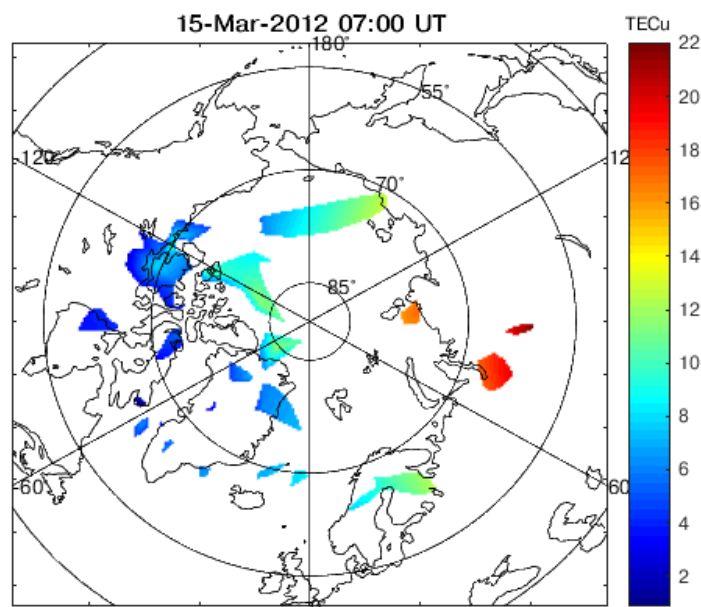


Рис. 15: Распределение ионосферных возмущений высокоширотной ионосферы, полученное в результате реализации предложенного алгоритма. Дата и время: 03 марта 2012 года, 16:00 UT

Несмотря на то, что совокупность данных ПЭС позволяет нам анализировать динамику и структуру ионосферы в области полярной шапки, следует учитывать тот факт, что ПЭС не предоставляет информации о высотном профиле электронной концентрации в каждой точке[1]. Другими словами, определяя локализованную флуктуацию значения вертикального полного электронного содержания, мы не можем ничего сказать о том, на какой высоте находится патч и присутствует ли он в этой области вообще.

5.3 Структура крупномасштабных неоднородностей в зоне полярной шапки

Чтобы убедиться в справедливости модели горизонтального распределения на основе данных ПЭС, как метода мониторинга структуры и динамики ионосферных неоднородностей, сравним ее показания с традиционными ионограммами вертикального зондирования ионосферы. Рассмотрим несколько случаев

Случай регистрации ионосферного патча над станцией вертикального зондирования проиллюстрирован на рис. 16. Ионограмма ВЗИ имеет довольно отчетливые ветви, что указывает на отсутствие резких градиентов электронной плотности в окрестной ионосфере. В то же время критическая частота слоя F довольно велика (≈ 7 МГц), что говорит о наличии большой концентрации электронов в ионосфере непосредственно над станцией. Распределение ионосферных возмущений, построенное в соответствии с нашим алгоритмом подтверждает прохождение патча над станцией Туле в это же время.

Наглядная иллюстрация ситуации, соответствующей отсутствию крупномасштабных неоднородностей, представлена на рис. 17. Как и в предыдущем случае, ионограмма вертикального зондирования имеет четко выраженные ветви, что соответствует невозмущенной ионосфере в области над станцией в Туле. Ночное время суток в данной

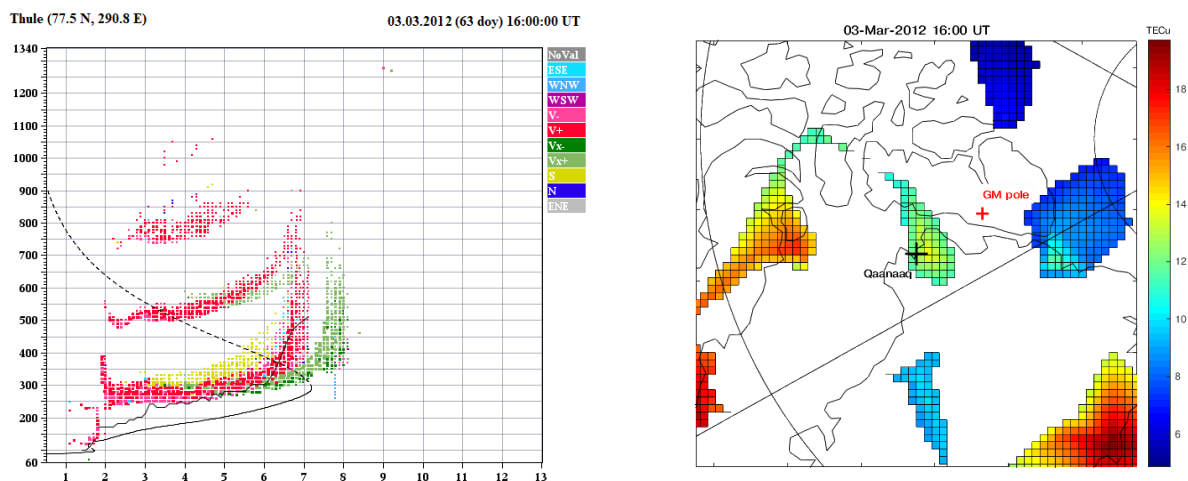


Рис. 16: Слева: ионограмма вертикального зондирования, полученная на станции Кааннаак (Туле)[18]. Справа: Горизонтальное распределение неоднородностей ПЭС в области станции. Дата и время: 03 марта 2012 года, 16:00 UT

области сопровождается пониженной электронной концентрацией, что характеризуется низкой критической частотой F области (≈ 4 МГц), наличие которой демонстрирует ионограмма. В то же время, распределение флукуаций, построенное на базе данных ПЭС, показывает наличие немногочисленных слабых возмущений с относительной интенсивностью, не удовлетворяющей критериям наличия ионосферного патча[11].

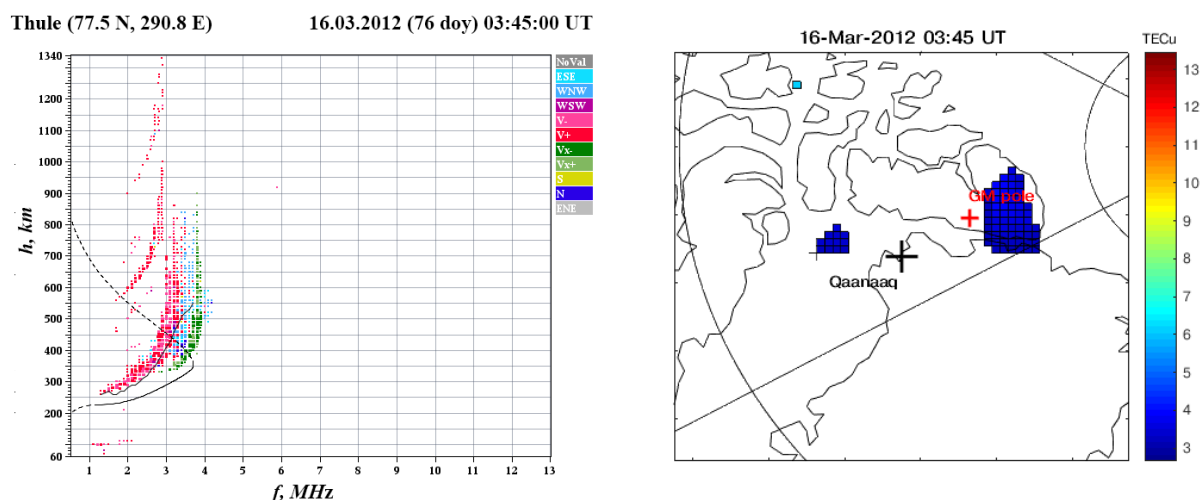


Рис. 17: Слева: ионограмма вертикального зондирования, полученная на станции Кааннаак (Туле)[18]. Справа: Горизонтальное распределение неоднородностей ПЭС в области станции. Дата и время: 16 марта 2012 года, 03:45 UT

Рассмотрим случай, когда пятно повышенной электронной концентрации проходит рядом с областью ионосферы, находящейся над станцией. На рис. 18 изображена картина распределения неоднородностей ПЭС в районе станции ВЗИ, находящейся в Туле, Гренландия. Ионограмма вертикального зондирования, которая также продемонстрирована на рис. 18 имеет довольно сложную структуру, характеризующуюся разветвлением высотно-частотного профиля ионосферы, начиная с частоты $\approx 5,5$ МГц, а также отчетливо различимым пятном в области довольно высоких частот

($8,5 \text{ МГц} < f < 11 \text{ МГц}$). Одна из двух ветвей ионограммы (обозначена черной линией) соответствует отражению распространяющейся вертикально радиоволны. Другая ветвь (помечена красным цветом), очевидно, имеет большую критическую частоту и действующую высоту по сравнению с ветвью, соответствующую вертикальному отражению.

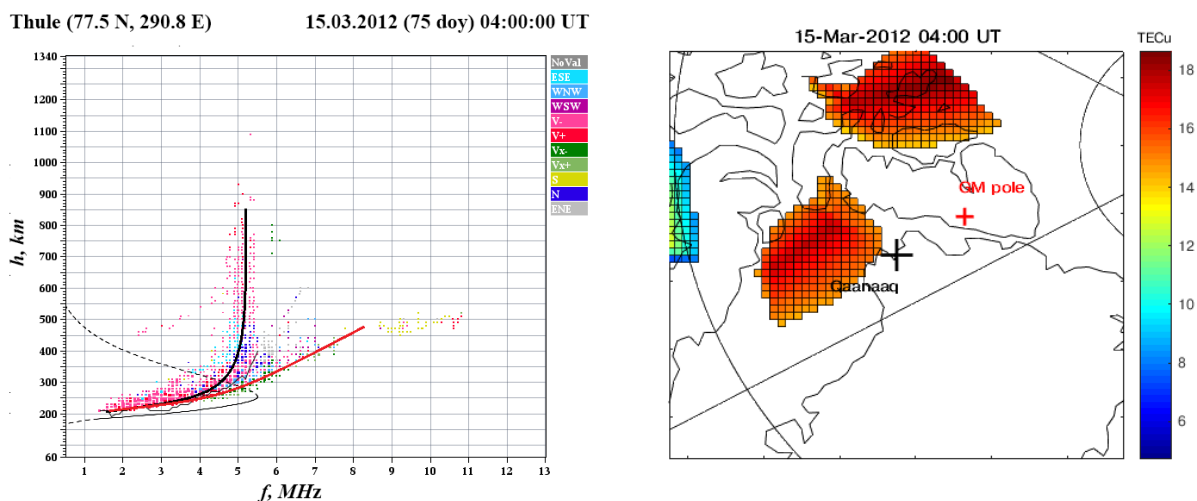


Рис. 18: Слева: ионограмма вертикального зондирования, полученная на станции Каанаак (Туле)[18]. Справа: Горизонтальное распределение неоднородностей ПЭС в области станции. Дата и время: 15 марта 2012 года, 04:00 UT

Наличие большей действующей высотой объясняется особенностью ее вычисления посредством измерения задержки между моментом излучения сигнала и его приема. Ввиду того, что излучение радиосигнала ионозондом происходит не строго вертикально, а в пределах определенного диапазона углов, величину действующей высоты следует рассматривать, как расстояние от точки излучения до точки отражения волны.

Таким образом, наличие разветвления на ионограмме, характеризующейся большей критической частотой и высотой можно трактовать, как отражение радиосигнала от области повышенной ионизации, проходящей неподалеку от станции вертикального зондирования.

Исследуя объективность данных о распределении крупномасштабных неоднородностей в полярной ионосфере, которые получены путем предложенного в настоящей работе алгоритма, было выяснено, что результаты соответствуют ионограммам вертикального зондирования ионосферы в интересующей нас области полярной шапки. На основе предложенного метода совместно с ионограммами была рассмотрена структура ионосферных патчей, обладающая следующими свойствами:

1. Границы патчей характеризуются высоким градиентом электронной концентрации, оказывающим существенное влияние на распространение радиоволн высокочастотного диапазона (влияние такого фактора четко прослеживается в показаниях ионограмм ВЗИ).
2. Количество патчей в полярной ионосфере довольно велико. Такая особенность сильно усложняет радиофизическую задачу распространения радиоканала в этой области.
3. Пятна локализованной электронной плотности, согласно предложенному в данной работе методу, не имеют ярко выраженной формы.

4. Параметры патчей (площадь, интенсивность, количество) варьируются в зависимости от времени.

Убедившись в справедливости результатов нашего алгоритма анализа крупномасштабных неоднородностей, можно приступить к исследованию потенциальных механизмов возникновения и структуризации патчей посредством составления статистики параметров патчей в зависимости от времени и геофизических условий.

5.4 Статистика крупномасштабных неоднородностей в зависимости от времени

Основным преимуществом метода основанного на построении горизонтального распределения ПЭС является возможность набора статистики, позволяющей судить о динамике и механизмах возникновения локализованных пятен повышенной электронной концентрации.

Равно как и в методиках, применяемых в процессе прошлых экспериментов[3-6], наличие или отсутствие патчей устанавливается согласно определенным критериям, в общем случае являющимися беспочвенными. В зависимости от выбора критерия, статистика параметров патчей, как функция времени и геофизических индексов, будет, вообще говоря, разной.

Используя методику измерения параметров патчей, представленной в данной работе, можно, варьируя уже существующие критерии, качественно оценить соответствующие им статистики. Для определенности, сформулируем два признака, соответствующие общепризнанному определению пятен повышенной концентрации электронов, и классифицирующие флуктуации электронной плотности, как ионосферные патчи:

1. Патч является крупномасштабным возмущением электронной плотности, который можно охарактеризовать коэффициентом возмущения концентрации электронов в плазме K_n :

$$K_n = \frac{N_{peak}}{N_{bg}}, \quad (36)$$

где N_{peak} - концентрация, соответствующая пику возмущения [TECu], N_{bg} - фоновая электронная плотность в области возмущения [TECu].

2. Линейные размеры патча меняются в пределах от 100 до 1000 километров.

Определение объективного критерия (выраженного в виде двух вышеуказанных признаков) будет проводиться согласно геофизической картине, соответствующей области рассмотрения (то есть полярной шапки).

Как уже было замечено ранее[5], в зависимости от сезона, количество патчей будет меняться в следствие с изменением степени освещенности полярного региона солнечным ультрафиолетом. Так, например, зимний период характеризуется большим количеством неоднородностей по причине малой освещенности, в то время, как в летний период высокой степени освещенности, фоновая концентрация в области полярной шапки довольно велика, чтобы в ней могли образоваться возмущения концентрации по меньшей мере в два раза (рис. 19). Таким образом, первым признаком справедливости выбора критерия является наличие в соответствии с этим критерием статистики, демонстрирующей уменьшение количества патчей в направлении рассмотрения от зимнего времени к летнему. С целью отслеживания тенденции изменения количества неоднородностей между двумя предельными сезонными условиями, соответствующими наличию и отсутствию патчей (рис. 19) рационально взять весенний период, в качестве промежуточного времени.

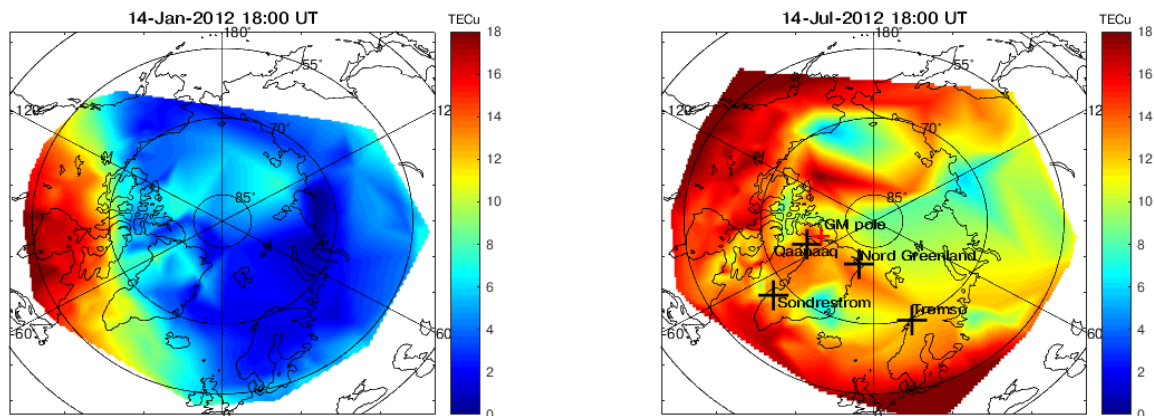


Рис. 19: Диаграммы, иллюстрирующие различия степени ионизации в различное время года

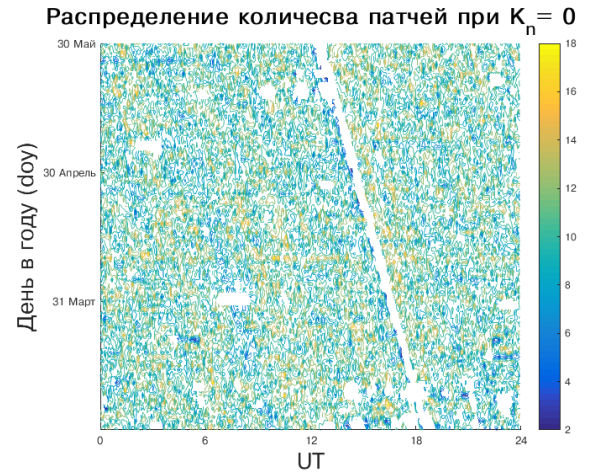
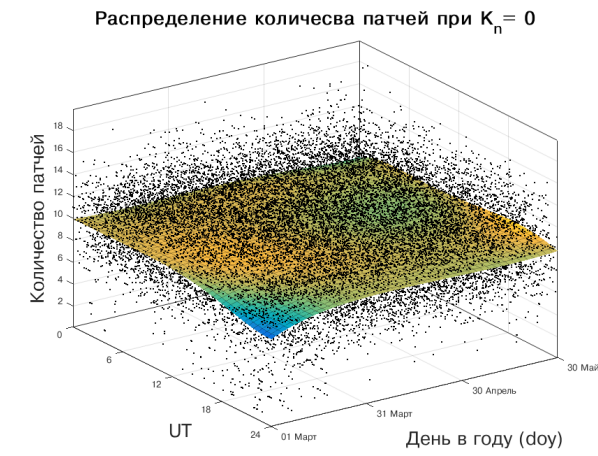
Наряду с сезонными изменениями параметров патчей, должно иметь место присутствие суточной зависимости их характеристик от времени. Такая связь может быть вызвана смещением положения геомагнитного полюса относительно географического. В следствие этого, дистанция между областью авроральным каспа и субавроральным резервуара плазмы повышенной электронной плотности, образованной посредством ионизации глубоким ультрафиолетовым излучением Солнца[13], различается. Относительное положение каспа должно определять интенсивность ионосферных патчей, так как структура магнитных полей в этой области может являться механизмом сегментации и формирования локализованных областей высокоионизированной компоненты ионосферной плазмы[5].

В случае предложенной нами методики отбора статистической выборки, критерием также будет являться пороговое значение величины флуктуации K_{n0} электронной плотности относительно фона, а также размеры патчей. Целью данной работы является исследование крупномасштабных неоднородностей, размеры которых соответствуют значениям в пределах от 100 до 1000 километров.

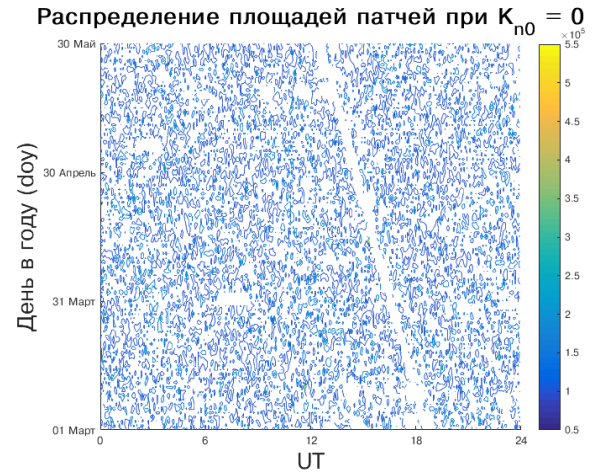
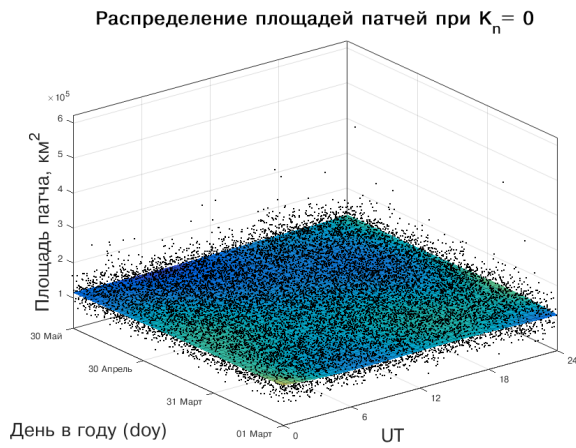
Обработка данных о параметрах крупномасштабных неоднородностей, полученных путем применения метода анализа, алгоритм которого описан в соответствующем разделе настоящей работы, производится также в среде Matlab. В процессе работы были обработаны данные весеннего сезона (01 Март - 30 Май) в течение пяти лет (2011 - 2015 гг.). Статистика количества патчей представляет собой усредненные величины по всем пяти годам в каждый момент времени с интервалом в пять минут. Предварительный качественный анализ показал, что динамика параметров патчей в весенний период каждого года имеет схожую тенденцию, следовательно усреднение по годам в пределах весеннего сезона не должно исказить статистику.

В первую очередь следует рассмотреть распределение параметров патчей от времени суток и даты, принимая пороговое значение флуктуации K_{n0} равным нулю, то есть учитывая все возможные возмущения относительно фоновой концентрации. Анализируя зависимости, представленные на рис. 20 (a) и (b), можно сделать вывод об отсутствии какой-либо корреляции между количеством ионосферных патчей, их площадью и временем. Хотя распределение интенсивности убывает с течением времени (рис. 20 (c)), количество патчей, согласно принятому критерию, остается неизменным, что указывает на ошибочный выбор порогового значения возмущения, который мы можем классифицировать, как патч.

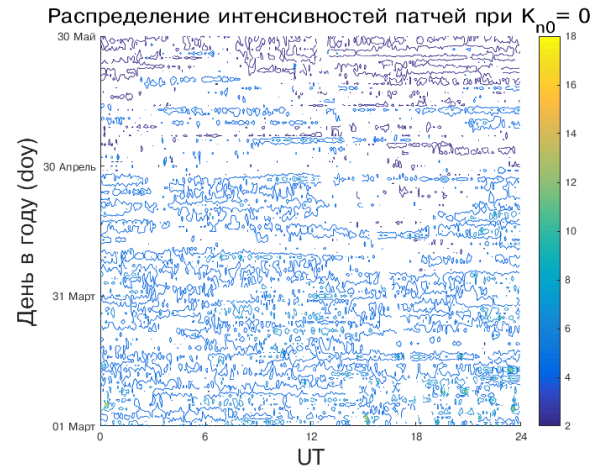
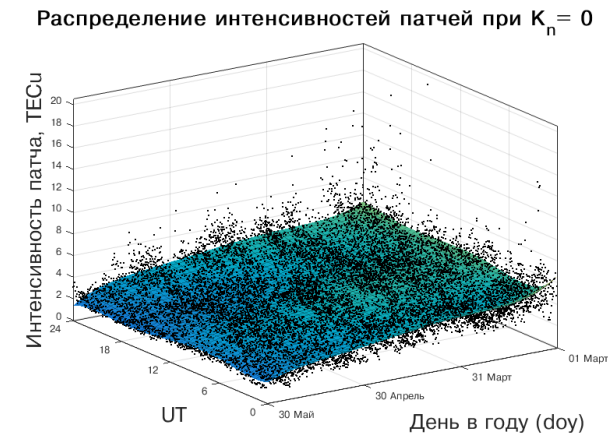
Дальнейший анализ временных зависимостей характеристик патчей при различных



(a)



(b)



(c)

Рис. 20: Трехмерные распределения количества патчей (a), их площадей (b) и интенсивности (c) в зависимости от времени суток и дней в году в поверхностном и контурном представлении, полученные на основе данных полного электронного содержания в ионосфере

пороговых значениях K_{n0} приводит нас к выбору оптимального критерия, удовлетворяющего результатам экспериментальных исследований временной динамики неоднородностей электронной плотности в полярной ионосфере[12]. В результате оценка минимального значения флуктуации ПЭС, которое можно называть патчем, соответствует значению $K_{n0} = 1.37$. В дальнейшем, данное значение будет использовано в качестве критерия, определяющего наличие ионосферных пятен повышенной электронной плотности.

Временная зависимость основных параметров в зависимости от выбранного оптимального критерия представлена на рис. 21. Диаграммы (а) отчетливо иллюстрируют уменьшение количества патчей в полярной зоне с течением весеннего сезона, а также вариации данного параметра в течение суток. Интересно отметить, что пик количества патчей приходится на время $\sim 8 - 10$ UT на протяжении всего весеннего сезона. Статистика площадей и интенсивностей патчей относительно времени (рис. 21 (b) и (c)) схожи по характеру суточного изменения. В обоих случаях патчи максимальной интенсивности и размеров появляются в диапазоне $\sim 16 - 24$ UT, причем такая суточная зависимость сохраняется в течение всего весеннего сезона.

Такое поведение двух вышеупомянутых параметров в зависимости от времени суток может быть объяснено смещенным положением геомагнитного полюса относительно оси вращения Земли. Так, например, благоприятным для формирования и дальнейшей транспортировки является время $\sim 18 - 24$ UT, характерное расположению магнитного полюса (и, следовательно, области аврорального каспа) в освещенном Солнцем регионе[12]. Данное обстоятельство обеспечивает благоприятные условия для формирования и сегментирования патчей высоких размеров и интенсивности и по причине наклона зоны каспа относительно субаврорального резервуара - источника высокоионизированной плазмы[13]. Неблагоприятные условия, согласно полученной нами статистики, характеризуются временем, характерным для освещенной Солнцем области в районе Сибири, что соответствует отдалению магнитного полюса Земли и аврорального каспа от зоны высокоионизированной области ионосферы.

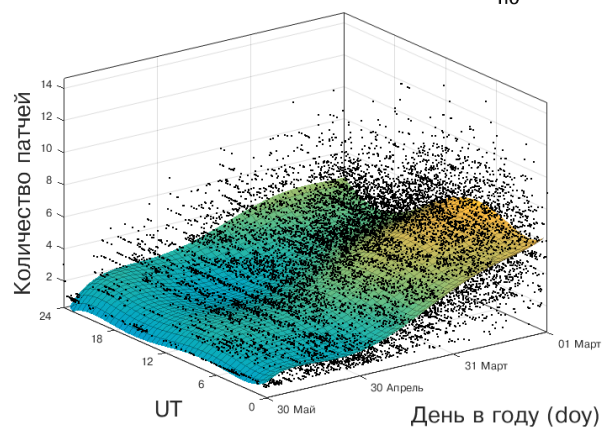
Стоит также отметить, что уменьшение количества патчей в течение сезона (рис. 21 (а)) характеризуется увеличением фоновой электронной концентрации. По мере приближения к летнему времени года, электронная плотность становится достаточно высокой, чтобы на ее фоне появлялись неоднородности, превышающие фон минимум в два раза[5]. Однако, уменьшение количества контрастирует с увеличением площади и интенсивности патчей (рис. 21 (b, c)), что также связано с нарастанием степени освещенности полярной ионосферы в северном полушарии.

5.5 Статистика крупномасштабных неоднородностей в зависимости от геофизических условий

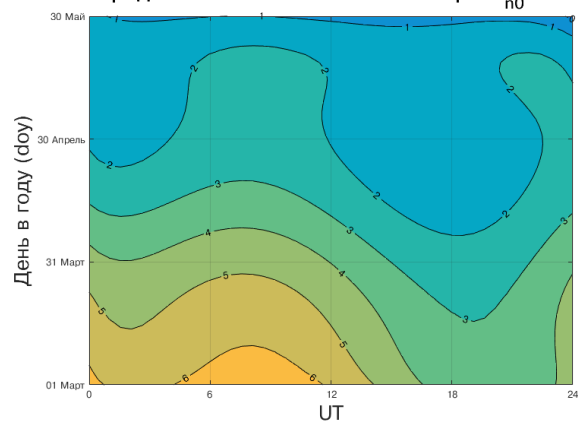
Исследуем поведение параметров крупномасштабных неоднородностей ионосферы в зависимости от потенциальных механизмов их образования и транспортировки в зону полярной шапки.

Согласно уже проведенным исследованиям, направленным на изучение динамики высокоширотной ионосферы, ее состояние зависит от геофизических параметров. На данный момент общепринятым является утверждение, согласно которому благоприятному состоянию для формирования патчей соответствует отрицательная компонента B_z межпланетного магнитного поля[5]. Однако, результаты экспериментальных наблюдений в оптическом диапазоне подтверждают присутствие патчей и при положительной вертикальной проекции ММП, хотя при отрицательном B_z пятна повышенной электронной концентрации встречаются чаще[4].

Распределение количества патчей при $K_{n0} = 1.37$

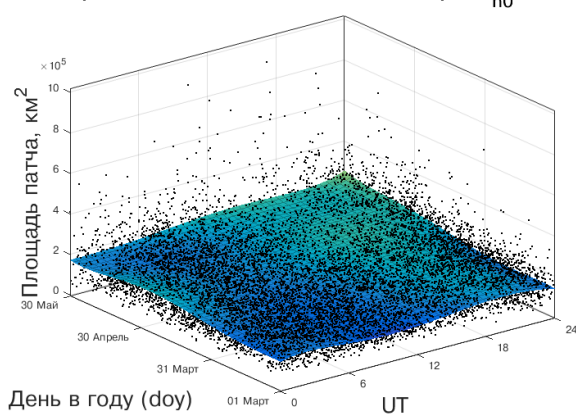


Распределение количества патчей при $K_{n0} = 1.37$

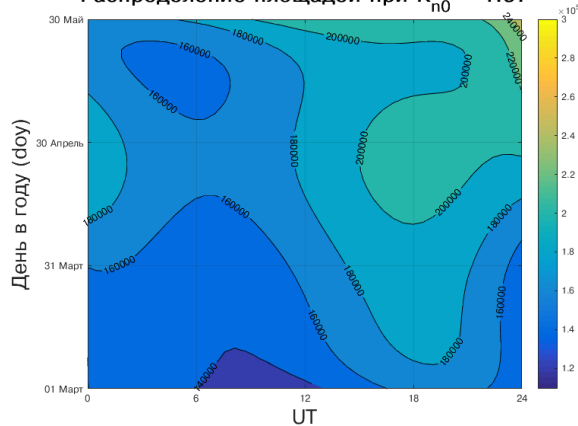


(a)

Распределение площадей патчей при $K_{n0} = 1.37$

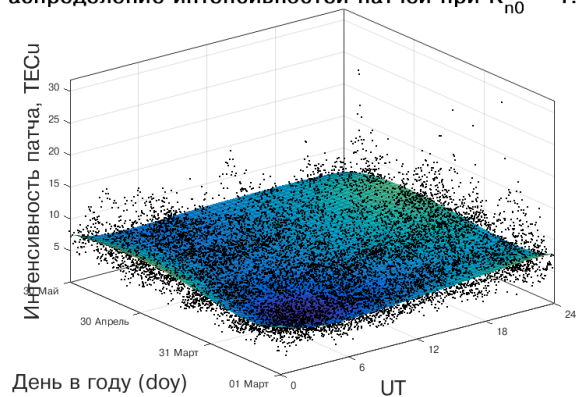


Распределение площадей при $K_{n0} = 1.37$

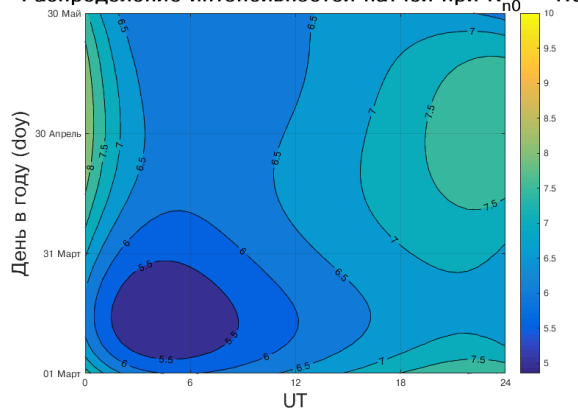


(b)

Распределение интенсивностей патчей при $K_{n0} = 1.37$



Распределение интенсивностей патчей при $K_{n0} = 1.37$



(c)

Рис. 21: Трехмерные распределения количества патчей (a), их площадей (b) и интенсивности (c) в зависимости от времени суток и дней в году в поверхностном и контурном представлении, полученные на основе данных полного электронного содержания в ионосфере при пороговом значении $K_{n0} = 1.37$

Статистический анализ предложенной модели горизонтального распределения ПЭС на предмет неоднородностей позволяет количественно продемонстрировать, каково влияние вертикальной компоненты B_z ММП на параметры ионосферных патчей полярной шапки. На рис. 22 изображен набор данных о параметрах патчей, при соответствующих значениях B_z , за весенний период в течение пяти лет (2011- 2015). Архив данных о геофизическом состоянии и космической погоде, использованный при построении статистики в данной работе, был взят с ресурса открытого доступа: OMNIWeb Service, NASA[19].

Как видно из зависимости количества патчей от B_z , присутствие неоднородностей имеет место как при отрицательных, так и при положительных значениях вертикальной компоненты, что противоречит выдвинутым ранее гипотезам о пересоединении магнитопаузы, как доминирующего механизма возникновения неоднородностей[16].

Кроме всего прочего стоит отметить, что диаграммы, представленные на рис. 22 не позволяют судить о поведении параметров патчей в зависимости от величин B_z проекции ММП. Хотя с первого взгляда может показаться, что в окрестности нулевого значения вертикальной компоненты межпланетного магнитного поля наблюдаются патчи сравнительно большой интенсивности и размеров, такая зависимость объясняется неполнотой статистической выборки. Иными словами, в рассмотренном нами интервале времени, случаи, когда B_z компонента принимала довольно большие по модулю значения, встречались крайне редко. Таким образом, наличие патчей больших размеров и значительной электронной плотности при малых величинах вертикальной проекции ММП не противоречит нашей выборке.

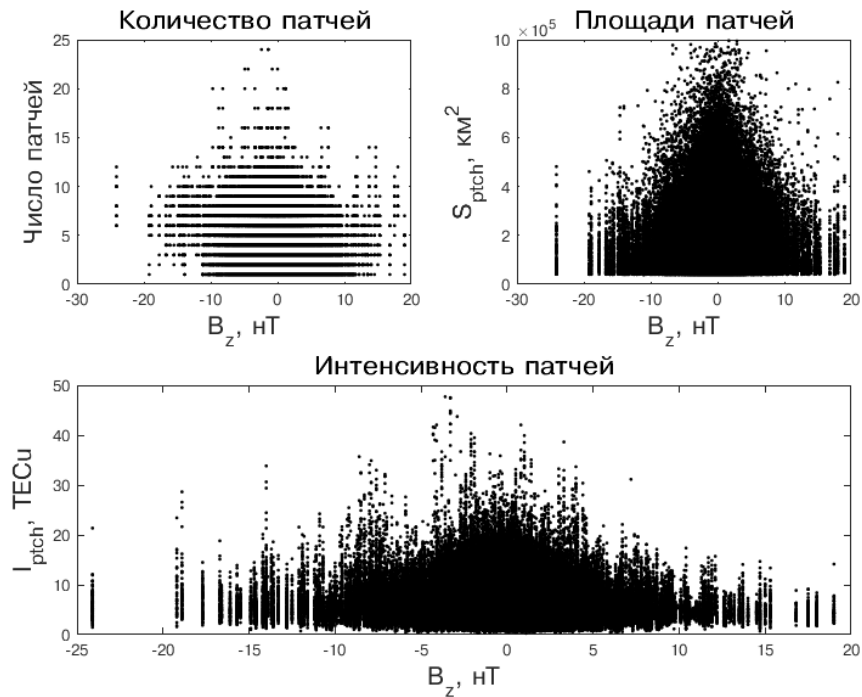


Рис. 22: Статистика параметров крупномасштабных неоднородностей в зависимости от компоненты B_z межпланетного магнитного поля

Помимо выдвинутой гипотезы о влиянии вертикальной компоненты B_z межпланетного магнитного поля имеет место предположение, согласно которому западно-восточная компонента B_y ММП является ответственной за процесс сегментирования пятен повышенной электронной плотности и их дальнейшую транспортировку в область полярной ионосферы[16].

Совокупность результатов анализа параметров патчей в зависимости от значения проекции B_y , представлены на рис. 23. Отсутствие корреляции между размерами пат-

чей и величиной западно-восточной компоненты ММП подтверждается полученной статистикой. В то же время, как показывает выборка, большее количество ионосферных патчей наблюдается при отрицательном значении B_y .

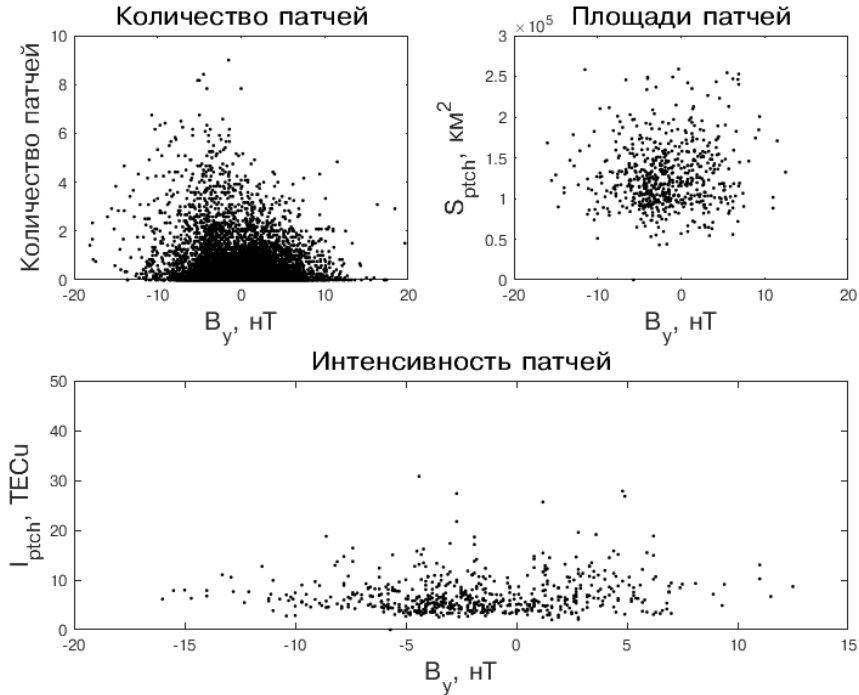


Рис. 23: Статистика параметров крупномасштабных неоднородностей в зависимости от компоненты B_y межпланетного магнитного поля

Результаты, полученные в процессе анализа динамики параметров, характеризующих структуру ионосферных патчей, в зависимости от B_z и B_y компонент межпланетного поля ставят под вопросом механизм пересоединения магнитосферы Земли с вертикальной компонентой ММП. Также, согласно полученной статистике, благоприятным условием для формирования пятен повышенной электронной плотности является отрицательное направление B_y , что может быть связано с присутствием явления пересоединения магнитного поля Земли с западно-восточной компонентой межпланетного магнитного поля в области аврорального каспа.

Среди прочих предложенных механизмов, находящихся экспериментальное подтверждение различными методами наблюдения, является влияние геомагнитной активности, которая может быть охарактеризована индексом K_p [6, 14].

По причине того, что K_p индекс является усредненной величиной в трехчасовом интервале, построение статистического распределения параметров ионосферных возмущений в зависимости от вышеуказанного индекса разумно также проводить путем усреднения всех величин по трехчасовому промежутку.

В соответствие с полученной статистикой средних значений параметров патчей, представленной на рис. 24, количество неоднородностей с ростом K_p увеличивается вплоть до значения, равного пяти. Рассмотрение динамики количества патчей при большей степени геомагнитного возмущения затруднительно по причине неполноты выборки. Увеличения площади пятен повышенной электронной концентрации в зависимости от роста геомагнитной активности не наблюдается.

Интересно заметить, что средняя интенсивность патчей повышается в следствие роста показателя геомагнитной активности. Данный факт находит подтверждение и в других экспериментах по наблюдению за состоянием ионосферы в период геомагнитных суббурь [6, 14].

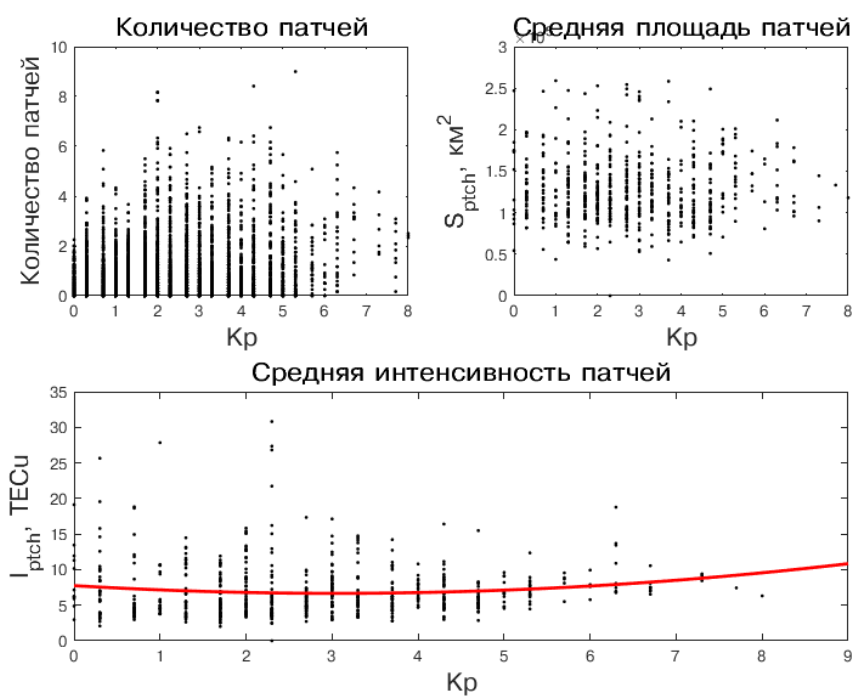


Рис. 24: Статистика параметров крупномасштабных неоднородностей в зависимости от индекса K_p геомагнитной активности

6 Заключение

В ходе настоящей работы был разработан метод анализа крупномасштабных неоднородностей, основанный на данных полного электронного содержания, позволяющий на программном уровне исследовать состояние высокоширотной ионосферы. Процедура создания алгоритма включала в себя реализацию большого количества численных методов и динамических критериев отбора крупномасштабных неоднородностей. Вследствие большого числа данных, требующих обработки, была решена также задача оптимизации программного метода.

Наличие значительного объема данных полного электронного содержания со сравнительно малой разрешающей способностью (30 секунд) позволяет следить за состоянием и динамикой высокоширотной ионосферы в довольно большом пространственном диапазоне, что является полезным для моделирования распространения радиоканала в данной области, являющейся основной и глобальной задачей настоящей работы.

Также, на основе данных о параметрах, характеризующих структуру крупномасштабных неоднородностей в полярной ионосфере, была построена статистика, с целью найти корреляцию между характеристиками пятен повышенной электронной плотности, временем и геофизическими условиями. Согласно полученной выборке на основе обработанных данных о динамике крупномасштабных неоднородностей в течении пяти лет за весенний период, выявлено отсутствие зависимости параметров ионосферных патчей от направления северо-южной компоненты B_z межпланетного поля, что противоречит выдвинутой гипотезе о пересоединении магнитопаузы, как доминирующего механизма формирования неоднородностей электронной плотности [16]. В то же время найдена корреляция между количеством неоднородностей и направлением западно-восточной компоненты B_y ММП, а также между интенсивностью патчей и степенью геомагнитного возмущения, характеризующейся K_p индексом.

Как уже многократно упоминалось ранее, первоочередной задачей данного исследования является решение задачи распространения радиоканала высокочастотного диапазона в области высокоширотной ионосферы. Выбор метода мониторинга, основанный на данных ПЭС, позволяет отслеживать динамику неоднородностей, оказывающих значительное влияние на распространение радиосигнала, практически в реальном времени. Поэтому, дальнейшие исследования будут направлены на моделирование распространения ВЧ радиоканала с учетом данных о горизонтальном распределении возмущений ПЭС, полученных в настоящей работе.

Список литературы

- [1] Брюнелли, Б. Е. Физика ионосферы: монография / Б. Е. Брюнелли, А. А. Намгаладзе. - М.: Наука, 1968. - 528 с.
- [2] Warrington, E. M. Developments in HF Propagation Predictions to Support Communications with Aircraft on Trans-Polar Routes / M. Warrington, N. C. Rogers, A. J. Stocker et al. - Progress in Electromagnetics Research Symposium Proceedings. - 2017.
- [3] Buchau, J. Structure and dynamics of the winter polar cap F region / J. Buchau, B. W. Reinisch, E. J. Weber, J. G. Moore // Radio Science - 1983. - № 6. - p. 995-1010
- [4] McEwen, D. J. Occurrence patterns of F layer patches over the north magnetic pole / D. J. McEwen, D. P. Harris // Radio Science - 1996. - № 3 - p. 619-628
- [5] Carlson, H. C. Sharpening our thinking about polar cap ionospheric patch morphology, research, and mitigation techniques / H. C. Carlson // Radio Science - 2012. - RS0L21
- [6] Krankowski, A. The occurrence of polar cap patches in TEC fluctuations detected using GPS measurements in southern hemisphere / A. Krankowski, I.I. Shagimuratov, L.W. Baran, I.I. Ephishov, N.J. Tepenitzyna // Advanced in Space Research - 2006. - № 38 - p. 2601-2609
- [7] Гинзбург, В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме: монография / В. Л. Гинзбург. - М.: ЛЕНАНД, 2015. - 688 с.
- [8] Кравцов, Ю. А. Геометрическая оптика неоднородных сред: монография / Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов. - М.: Наука, 1980. - 304 с.
- [9] Долуханов, М. П. Распространение радиоволн: учебное пособие / М. П. Долуханов. - М.: СВЯЗЬ, 1972. - 336 с.
- [10] Hunsucker, R. The high-latitude ionosphere and its effects on radio propagation / R. D. Hunsucker, J. K. Hargreaves. Cambridge. Cambridge University Press., 2003. 640 p.
- [11] Crowley, G. A critical review of ionospheric patches and blobs / G. Crowley // Oxford Univ. Press - 1996. - p. 619-648
- [12] Coley, W. R. Structure and occurrence of polar ionization patches / W. R. Coley, R. A. Heelis // J. Geophys. Res. - 1998. - №103. - pp. 2201-2208
- [13] Foster, J. C. Multiradar observations of the polar tongue of ionization / J. C. Foster et al. // J. Geophys. Res. - 2005. - №110. - A09S31
- [14] Foster, J. C. Storm time plasma transport at middle and high latitude / J. C. Foster // J. Geophys. Res. - 1993. - №98. - p. 1675-1689
- [15] Oksavik K. Observations of isolated polar cap patches by the European Incoherent Scatter (EISCAT) Svalbard and Super Dual Auroral Radar Network (SuperDARN) Finland radars / K. Oksavir et al. // J. Geophys. Res. - 2006. - №111 - A05310
- [16] Lockwood M. Production of polar cap electron density patches by transient magnetopause reconnection / M. Lockwood, H. C. Carlson // Geophys. Res. Lett. - 1992. - №19. - pp. 1731 - 1734

- [17] Lockwood M. Modelling the high latitude ionosphere for time varying plasma convection / M. Lockwood // Proceedings of the IEE. - 1993.- part H. - №140. - pp. 91-100. 1993.
- [18] DIDBase (Digital Ionogram DataBase) [Электронный ресурс] URL: <http://ulcar.uml.edu/DIDBase/>
- [19] OMNIWeb Data Explorer - NASA [Электронный ресурс] URL: <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/>
- [20] Themens D.R. The nature of GPS differential receiver bias variability: An examination in the polar cap region / D. R. Themens, P. T. Jayachandran, R. B. Langley // J. Geophys. Res. Space Physics, - 2015. - №120 - pp. 8155–8175
- [21] Themens D.R. Determining receiver biases in GPS-derived total electron content in the auroral oval and polar cap region using ionosonde measurements/ D. R. Themens, P. T. Jayachandran, R. B. Langley, J. W. MacDougall, M. J. Nicolls // Springer. - 2011.
- [22] Буслов В. А. Численные методы I. Исследование функций: учебное пособие / В. А. Буслов, С. Л. Яковлев - СПб.: СПбГУ, 2011. - 59 с.